



TITLE:

噴流火災の構造ならびに乱れ生成
・消滅機構に関する研究(
Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

川那辺, 洋

CITATION:

川那辺, 洋. 噴流火災の構造ならびに乱れ生成・消滅機構に関する研究.
京都大学, 1996, 博士(工学)

ISSUE DATE:

1996-11-25

URL:

<https://doi.org/10.11501/3120274>

RIGHT:

噴流火炎の構造ならびに
乱れ生成・消滅機構に関する研究

1996

川 那 辺 洋

噴流火炎の構造ならびに
乱れ生成・消滅機構に関する研究

1996

川 那 辺 洋

目 次

第 1 章	緒 論	1
1.1	研究の背景	1
1.2	噴流火炎における乱れ渦の可視化観察	3
1.3	数値計算による乱れ渦生成・成長過程の解明	5
1.4	本論文の目的および概要	6
	参考文献	8
第 2 章	密度変化のある二次元噴流の安定性解析	12
2.1	緒 言	12
2.2	線型安定方程式の導出	13
2.3	安定性解析の対象	15
2.4	計算方法	16
2.5	計算結果および考察	18
2.6	結 言	22
	参考文献	23
第 3 章	レーザシート法を用いた噴流および 噴流火炎内の乱れ渦の可視化	24
3.1	緒 言	24
3.2	実験装置および光学系	25
3.3	窒素噴流における乱れ渦	28
3.4	エチレン噴流火炎における乱れ渦	30
3.5	結 言	35
	参考文献	36

第 4 章	粒子画像の相互相関を用いた流速測定法 および測定精度の検討	37
4.1	緒 言	37
4.2	相互相関 PIV の原理および解析手順	38
4.3	誤差の検討	43
4.4	結 言	50
	参考文献	51
第 5 章	噴流および噴流火炎内のガス流動解析	52
5.1	緒 言	52
5.2	実験装置および方法	53
5.3	噴流におけるガス流動解析	57
5.3.1	可視化画像	57
5.3.2	速度分布	57
5.3.3	乱れ特性量の瞬間分布	57
5.4	噴流火炎におけるガス流動解析	65
5.4.1	可視化画像	65
5.4.2	速度分布および乱れ特性量分布	65
5.4.3	燃焼の作用	67
5.4.4	渦度の統計量	67
5.5	結 言	72
	参考文献	73

第 6 章	噴流火炎における乱れ渦の発生 および火炎面の変形	74
6.1	緒 言	74
6.2	実験結果	75
6.2.1	噴流における乱れ渦の発生状況	77
6.2.2	噴流火炎における乱れ渦の発生状況	77
6.3	乱れ渦発生機構に関する考察	82
6.3.1	密度勾配による渦度生成	82
6.3.2	数値計算による検討	84
6.4	火炎面変形に及ぼす圧力・密度勾配の作用	87
6.4.1	解析対象および計算方法	88
6.4.2	熱発生による渦度生成および消滅	90
6.4.3	圧力勾配および密度勾配の影響	96
6.5	結 言	96
	参考文献	98
第 7 章	結 論	99
	謝 辞	103
	記号表	104

第 1 章

緒 論

1.1 研究の背景

エネルギー消費の増大と局所のおよび地球的規模の環境悪化が社会問題となつて久しく、近年さらにその傾向が加速されているために、省エネルギーと環境保全の技術の進展が強く望まれている。とくに現在のエネルギー源は約 85% を化石燃料の燃焼に依存しているために、その高効率化と排出汚染物質の低減との両立は緊急の課題である。これらの基本となる燃焼現象は極めて複雑な過程を含んでおり、一般に化学的過程とガス流動、発熱、物質移動などの物理的過程とが相互に絡み合っている。そのため、燃焼機器あるいは熱機関などの動力発生装置の設計に燃焼理工学の知見が直接生かされているといえない面があり、現実の燃焼装置に即した問題解決で対応がなされている現状にある。これは燃焼現象の基礎的理解の不足に大きな原因があるのであって、古くからの課題ではあるものの、現在でも燃焼過程の一層の解明が強く望まれている。とくに、汚染物質を限りなく減らす方策を模索し、熱の有効利用を期するための燃焼装置のより合理的な設計指針とそれを行うための数値流体力学的手法を確立するためには、詳細な燃焼過程を理解する必要がある。

本論文は、このような要求に応えることを目的とし工業上重要な噴流拡散火炎に関し基礎的な立場から現象解明に迫る研究を行った結果をとりまとめたものである。噴流拡散火炎は気体燃料や液体燃料の燃焼の基本的な形態であり、あらかじめ燃料と空気とを混合した上で燃焼させる予混合燃焼と対比される。図 1-1 は噴流拡散火炎を模式的に表しており、燃料を高速で噴出して噴流とし、その際に発生する強い乱流を使って燃料と空気の混合を図ると同時に化学反応が行われる。それによって単位容積、単位時間当たりの発生熱量の大きい高負荷燃焼を実現するものである。従来よりこの乱流は等方で一様であると仮定して説明がなさ

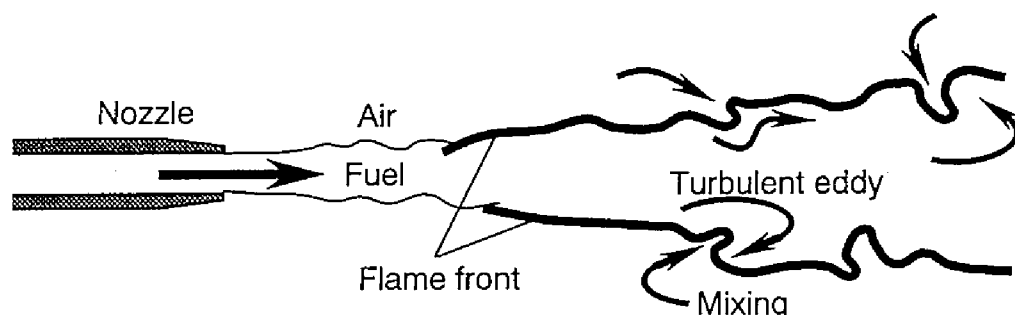


図 1-1 噴流拡散火炎の概略

れてきた。しかし近年、とくに噴流内への空気取り込み機構および噴流内での微視的な乱流混合が燃焼現象において重要な役割を果たしていることが指摘され、噴流境界にせん断によって生じる大きな渦が周囲流体を噴流内へ間欠的に飲み込むとともに内部に分布する小スケールの渦によって微視混合が図られるとする、いわゆるコヒーレント構造⁽¹⁾の概念を使って説明がなされた⁽²⁾。これに関連して、二次元せん断流火炎の可視化により混合層に生じる組織渦の存在が示された⁽³⁾。ほか、乱流拡散火炎について流れの可視化および流速・温度の測定から噴流境界における火炎の間欠的構造が調べられ⁽⁴⁾⁽⁵⁾、組織渦の生成および下流での発達過程が明らかにされた。さらに、このような渦構造の生成過程は非燃焼噴流と同様にノズル下流直後の速度せん断による流れの不安定によって生じる。これに関して非燃焼の流れ場においては、線型安定性理論を用いて自由噴流⁽⁶⁾⁽⁷⁾やせん断流⁽⁸⁾⁽⁹⁾における層流から乱流に移移する条件が示されているほか、自由せん断中の渦度が選択的に増幅されて成長するもの⁽¹⁰⁾、密度成層流における不安定により生じる⁽¹¹⁾とするものなど種々の提案がなされている。しかし、燃料と空気の界面では化学反応に伴って局所的に高温が発生し、ガス膨張および同時に局所的な高温領域では動粘度が一桁近くも上昇するために渦が消滅するいわゆる層流化とが同時に生じる。このために、乱れの発生・消滅の状態は通常の等密

度噴流とは大きく異なっており、従来からの解明の進んでいる乱流理論をそのまま適用することは無理がある。この点から、燃焼と乱れの相互作用を記述するための新しいメカニズムの解明が望まれているが、温度や濃度が不均一で強い乱流を伴う場での観察や測定が困難であり、いまだにその詳細に不明な点が多かった。

幸いにも、近年レーザ計測と画像処理技術にめざましい進展があり、そのような最新の計測技術を援用すれば一層の解明が可能であると見込まれる。さらに、大容量かつ高速演算の可能なコンピュータの発展に伴って数値解析の手法にも新たな展開が期待でき、これらを適用することによってより詳細な現象解明がなされ始めている。本研究においてもこのアプローチを基本とし、最も基本的な定常噴流拡散火炎を対象として燃焼過程中に内包される諸現象を詳しく調べ、より深い理解を得ることを目指した。

1.2 噴流火炎における乱れ渦の可視化観察

噴流火炎の現象解明には流動の状況を実際に観察することが有力な手だてとなり、従来より様々な可視化観察が行われてきた。これらでは流れの可視化法としてシャドウグラフ法やシュリーレン法が用いられて、噴流境界に生じる間欠的な渦構造⁽¹²⁾や、出口レイノルズ数に対する遷移点の変化などが明らかにされた⁽¹³⁾。しかし、これらの方法では光路中の積算情報しか検出できず三次元的に複雑な流れ場においては実際よりも微細な構造が与えられる可能性がある。そこで、レーザ光をシリンドリカルレンズ等を用いてシート状にして対象に照射し、特定断面の散乱像を捉えるいわゆるレーザシート法による可視化実験が盛んに行われるようになった。この手法を非燃焼の軸対称せん断流に適用し、シード粒子からの散乱光を捉えることによって大規模な渦が間欠的に生じることが示された⁽¹⁴⁾。ほか、水素拡散火炎内にレーザのビーム光を一定方向にスweepし、擬似的に二次元の可視化が行われて、乱れ渦によって噴流境界が細かく折り畳まれて周囲流体が噴流軸中心まで飲み込まれている様子が明らかになった⁽¹⁵⁾。さらに近年、

高出力パルスレーザーが開発されるとともに、分子の弾性散乱を用いたレーリー散乱法、および特定成分からの蛍光を用いたレーザー誘起蛍光法 (LIF) などの二次元計測が可能となり、これらの手法を噴流火炎に適用して、ノズル下流に発生する渦列の様子⁽¹⁶⁾、メタン-水素混合燃料を用いてレーリー散乱光を捉えることによって温度の二次元分布⁽¹⁷⁾、および OH からの LIF を用いて火炎帯が乱れによって変形を受けて引き延ばされている様子⁽¹⁸⁾などが示された。しかし、渦による混合過程および渦生成についての詳細、とくに渦構造およびその発生過程に及ぼす熱発生の作用はいまだ不明な点が多く、これらを明らかにするためには内部の流動をより鮮明に捉えて燃焼場および非燃焼場を比較して考察することが肝心である。

噴流火炎において渦による混合過程を調べるためには、可視化観察を行うと同時に内部の流動に関する情報を得る必要がある。従来よりガス流動計測には非燃焼場では熱線風速計⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾やレーザドップラ流速計等がおもに用いられ、燃焼場ではレーザドップラ流速計⁽²¹⁾⁽²²⁾によって一点における流速の時間変化が計測されてきた。これら一点における時系列の流速データに基づいて實際上重要な乱流の空間構造を推定するためには、時間的・空間的に一様であることを仮定しなければならないが、噴流では種々の寸法をもつ乱れ渦が間欠的に発生し、その分布が時間とともに複雑に変化するので、それが困難である。このことから、流速の空間分布を高分解能・高精度でとらえる必要があり、そのために流体中に浮遊された多数のシード粒子のレーザーシート画像を記録・解析することによって、流速の空間分布を求める方法が試みられている。これには、個々の粒子の移動を追跡する方法 (Particle Tracking Velocimetry, PTV)⁽²³⁾⁽²⁴⁾と粒子群の動きを統計的に求める方法 (Particle Image Velocimetry, PIV)⁽²⁵⁾⁽²⁶⁾が実施されている。PIV は検査領域をもうけるために PTV に比べて空間分解能は若干低下するものの、シード粒子の濃度に課せられる条件は少なく実際的であるために、噴流⁽²⁷⁾や内燃機関のシリンダ内ガス流動⁽²⁸⁾⁽²⁹⁾⁽³⁰⁾等に適用されて流速および乱れの諸量の空間分布が示されている。これらの PIV では通常、実験の簡単さから 1 枚の画像で 2 時刻の粒子分布を捉え、その画像の自己相関関数を計算するか、若しくは得られた画像のフィルムに単色ビーム光を照射し、透過光に生じる干渉縞

の方向および間隔によって粒子の移動を求める。しかし、この方法は流速の方向は確定できるものの、向きが判別できない。そのため、主流が明確ではない高乱流場を精度よく解析するには微小時間における粒子分布の移動を別の画像に記録して検出する必要がある。そこで、高速気流に適合した相互相関 PIV の手法を開発するとともに、噴流および噴流火炎に適用すれば流動および混合過程を詳細に明らかにできる可能性がある。

1.3 数値計算による乱れ渦生成・成長過程の解明

噴流火炎において燃焼が乱れ渦の生成・成長過程に及ぼす影響を基礎的に検討するためには、可視化観察に加えて数値シミュレーションの手法が役立つ。最近の電子計算機の高速化、大容量化にともなって燃焼場を含む流動についての計算が可能となり、その結果が多く報告されている。非燃焼場を対象としたものでは、噴流の渦構造について、流れに沿った方向に軸をもついわゆる縦渦が発生することが指摘されている⁽³¹⁾。また、噴流の遷移過程が可視化観察に加えて数値計算によって調べられており⁽³²⁾⁽³³⁾、低レイノルズ数の噴流ではらせん状の構造から乱れが発生することが明らかにされている。さらに燃焼場を対象としたものでは、火炎が伴えば浮力の作用によって渦が生成する様子が示された⁽³⁴⁾ほか、燃焼により生じた密度不均一と流動の相互作用をより詳しく解析するために、燃焼帯に近接した渦が成長する過程を調べた研究は数多く⁽³⁵⁻³⁸⁾、直線状の火炎面が単一渦によって変形していく様子が数値計算によって求められている。これらによると、燃焼によって形成されている密度勾配に、流れによって誘起された圧力勾配が作用すればバロクリニクトルクによって渦度が生成し、火炎面変形に影響を及ぼすことが示されている⁽³⁹⁾ほか、バロクリニクトルクよりもむしろ主に熱膨張によって渦度が生成するという報告⁽⁴⁰⁾もある。このように、火炎内における渦の成長過程では、これらの渦度生成に加えて、粘性による消散が複雑に関係しているため、渦の成長条件はいまだ十分に明らかにされていない。

乱れの発生機構を基礎的に調べるためには流れが層流から乱流に遷移する条件

を明らかにする必要がある、従来より線型安定性理論を用いて解析されている。これは、層流に生じる微小な速度変動が増幅する条件を調べるものであり、密度一定の場合は様々な流れを対象として流れが不安定になるレイノルズ数および変動波数が明らかにされている。さらに、この手法は密度変化を伴った流れ場にも適用されており、密度成層流において流れの安定性に及ぼす浮力の影響いわゆる Kelvin-Helmholtz 問題が論じられた (例えば 41)。しかし、噴流火炎のように化学反応にともない密度のみならず動粘度が局所的に大きく変化する流れ場を理論的に解析した例はみられない。噴流火炎における乱れ生成条件は、密度変化および動粘度の変化を考慮した流れの安定性方程式を導き、等密度場と同様の解析を行うことによって明らかにできる可能性がある。

1.4 本論文の目的および概要

以上をまとめると、噴流火炎における燃焼過程をより深く理解するためには流動と乱流混合機構に関する知見を得ることがきわめて重要であり、とくに燃焼によって生じた密度不均一が乱れ渦構造および乱れ生成・成長、消滅に及ぼす作用をより深く理解する必要がある。近年、この立場から研究が進められ基礎的事項について多くのことが明らかになったがそれでもまだ十分とはいえない。これを克服するには、一つには、最新のレーザ計測法を用いて火炎内の非定常な乱流現象における流動を捉えるための適切な手法を確立し、他の一つは、火炎によって生じる密度不均一と流動、とくに乱れと燃焼との相互作用を数値解析の手法を用いて明らかにすればよい。このような観点から本論文ではおもに次の 4 つの事項について研究を行うことにした。

- (1) 噴流火炎において流れが層流から乱流に遷移する条件を線型安定性理論によって明らかにする。
- (2) レーザシート法を用いて噴流および噴流火炎における乱れ渦構造を明らかにする。
- (3) 画像流速測定法を用いて噴流および噴流火炎内の流速・乱れ特性量の瞬間

分布を求める。

(4) 噴流および噴流火炎における乱れ渦発生状況を明らかにし、圧力勾配と燃焼により生じた密度勾配の相互作用による渦度生成と、それによって火炎面が変形を受ける様子を明らかにする。

本論文はこれら噴流拡散火炎に関する諸事項の解明を目指した研究を実施し、その結果をとりまとめたもので、各章は次の内容である。

まず第2章では、噴流火炎において層流から乱流に遷移する条件を理論的に検討するために、噴流境界が高温となる二次元の流れ場および密度場を対象として流れの安定解析を線形方程式を用いた数値計算によって試みる。これによって、噴流境界の温度上昇に伴って流れが安定となることを示すとともに、安定方程式中の密度変化項の影響を調べて密度勾配と流れの相互作用および粘性消散の作用を明らかにする。

第3章では、窒素噴流およびエチレン噴流火炎の断面を瞬間レーザシート法を用いて可視化して、乱れ渦の分布および生成状況を調べる。このさい、流れに沿った断面に加えて垂直な断面を可視化することが特徴であり、これにより噴流火炎特有の乱れ渦構造について検討する。

第4章では、微小時間差をもつ2枚の画像の相互相関関数から流速を測定する粒子画像流速測定法を開発するとともに、粒子分布を模擬した画像を作成して粒子の出現・消滅、ランダム運動および回転運動に対する測定精度を検討する。

つづく第5章では、前章で示した相互相関PIVをまず窒素噴流に適用する。このため、レーザシート断面像を高速撮影によって記録し、連続する2画像より得られた瞬時流速分布にもとづき、種々の乱れ特性量を求め、乱れ渦の分布、および瞬時速度勾配と乱れ渦との関係を明らかにする。さらに、噴流火炎に本手法を適用して、変動流速分布および渦度分布を求め、可視化写真と見比べることによって、乱れ渦の発生・消滅の様子を捉えるとともに渦度分布の統計量より噴流火炎における乱れ渦の特性および燃焼の作用を考察する。

第6章では、噴流および噴流火炎の乱れ渦発生状況を可視化し、燃焼が及ぼす作用を考察するとともに、数値計算によって密度勾配に曲がり流れが作用した際の流動および火炎面変形を数値計算する。とくに、火炎では流れに垂直な断面に

において大規模な渦が観察されたことにもとづいて、燃料－空気間にせん断のない場合の噴流火炎を対象として、流れに沿った渦が発生したさいの火炎面変形過程を解析する。これによって火炎面が引き延ばされるとともに燃焼が促進されることを明らかにする。

最後に第7章では、得られた結果をとりまとめる。

参 考 文 献

- (1) Brown, G. L. and Roshko, A. , On Density Effects and Large Structure in Turbulent Mixing Layers, *J. Fluid Mech.*, 64-4 (1974), 775-816.
- (2) Chigier, N. A., *Energy, Combustion, and Environment* (1981), 194, McGraw-Hill Book Company.
- (3) 山口・大岩・楠・高間, 平面せん断流中の乱流拡散火炎, 日本機械学会論文集, 46-405, B (1980), 981-990.
- (4) 高城・申・石尾, 乱流拡散火炎の構造に関する基礎的研究(第2報, 流速, 温度およびイオン濃度変動の特性), 日本機械学会論文集, 47-420, B (1981), 1629-1638.
- (5) 池上・塩路・大澤・王, 輝度を伴う噴流拡散炎内の流れ, 日本機械学会論文集, 46-458, B (1984), 2461-2468.
- (6) Michalke, A. and Hermann, G., On the Inviscid Instability of a Circular Jet with External Flow, *J. Fluid Mech.*, 114 (1982), 343-359.
- (7) Gotoh, K. and Nakata, I., Hydromagnetic Stability of Free Flows at Large Reynolds Numbers. II. Two-Dimensional Jet, *J. Phys. Soc. Japan*, 27-2 (1969), 490-497.
- (8) Tatsumi, T. and Gotoh, K., The Stability of Free Boundary Layers between Two Uniform Streams, *J. Fluid Mech.*, 7 (1960), 433-441.
- (9) Michalke, A., On the Inviscid Instability of the Hyperbolic-tangent Velocity Profile, *J. Fluid Mech.*, 19 (1964), 543-556.

- (10) Yule, A. J., Large-scale Structure in the Mixing Layer of a Round Jet, *J. Fluid Mech.*, 89-3 (1978), 413-432.
- (11) Koop, C. G. and Browand, F. K., Instability and Turbulence in a Stratified Fluid with Shear, *J. Fluid Mech.*, 93-1 (1979), 135-159.
- (12) Crow, S. C. and Champagne, F. H., Orderly Structure in Jet Turbulence, *J. Fluid Mech.*, 48-3 (1971), 547-591.
- (13) Takeno, T. and Kotani, Y., Transition and Structure of Turbulent Jet Diffusion Flames, *AIAA*, 58 (1978), 19-35.
- (14) Hussain, A. K. M. F. and Clark, A. R., On the Coherent Structure of the Axisymmetric Mixing Layer: A Flow-Visualization Study, *J. Fluid Mech.*, 104 (1981), 263-294.
- (15) Lysaght, A. J. R., Bilger, R. W. and Kent, J. H., Visualization of Mixing in Turbulent Diffusion Flames, *Combust. and Flame*, 46 (1982), 105-108.
- (16) Chen, L.-D. and Roquemore, W. M., Visualization of Jet Flames, *Combustion and Flame*, 66 (1986), 81-86.
- (17) Everest, D. A., Driscoll, J. F., Dahm, W. J. A. and Feikema, D. A., Image of the Two-Dimensional Field and Temperature Gradients to Quantify Mixing Rates within a Non-Premixed Turbulent Jet Flame, *Combust. and Flame*, Vol. 101 (1995), 58-68.
- (18) Seitzman, J. M., Üngüt, A., Paul, P. H. and Hanson, R. K., Imaging and Characterization of OH Structures in a Turbulent Nonpremixed Flame, Twenty-Third Symposium (International) on Combustion, (1990), 637-644.
- (19) Champagne, F. H., The Fine-Scale Structure of the Turbulent Velocity Field, *J. Fluid Mech.*, 86-1 (1978), 67-108.
- (20) Hussain, A. K. M. F. and Zaman, K. B. M. Q., The 'preferred mode' of the axisymmetric jet, *J. Fluid Mech.*, Vol. 110 (1981), 39-71.
- (21) 高城・申, 乱流拡散火炎の構造に関する基礎的研究 (第1報, レーザ・ドップラ流速計による流速と乱れ特性の測定), 日本機械学会論文集, 45-400, B (1979), 1944-1956.

- (22) 池上・塩路・石山, 光電子相関レーザ・ドップラー法による輝炎内の流れの測定, 日本機械学会論文集, 49-438, B (1983), 517-525.
- (23) 小林・佐賀, 流跡写真から如何にして速度情報を得るか, 流れの可視化, 6-20 (1986), 42-49.
- (24) 西野・笠木・平田・佐田, 画像処理に基づく流れの三次元計測に関する研究, 日本機械学会論文集, 55-510, B (1989), 404-412.
- (25) Adrian, R. J., Image Shifting Technique to Resolve Directional Ambiguity in Double-Pulsed Velocimetry, *Applied Optics*, 25-21 (1986), 3855-3858.
- (26) Reuss, D. L., Adrian, R. J. and Landreth, C. C., Two-Dimensional Velocity Measurements in a Laminar Flame Using Particle Image Velocimetry, *Comb. Sci. and Tech.*, 67 (1989), 73-83.
- (27) Landreth, C. C. and Adrian, R. J., Electrooptical Image Shifting for Particle Image Velocimetry, *Applied Optics*, 27-20 (1988), 4216-4220.
- (28) Reuss, D. L., Adiran, R. J., Landreth C. C., French, D. T. and Fansler, T. D., Instantaneous Planar Measurements of Velocity and Large-Scale Vorticity and Strain Rate in an Engine Using Particle-Image Velocimetry, SAE Paper No. 0616 (1989), 1-26.
- (29) Reuss, D. L., Bardsley, M., Felton, P. G., Landreth, C. C. and Adrian, R. J., Velocity, Vorticity, and Strain-Rate Ahead of a Flame Measured in an Engine Using Particle Image Velocimetry, SAE Paper No. 0053 (1990), 1-17.
- (30) 塩路・紀本・岡本・池上, 画像処理によるディーゼル火炎の解析, 日本機械学会論文集, 54-504, B (1988), 2228-2235.
- (31) Chen, J. H., Lienau, J. J. and Kollmann. W., Numerical Simulation of Low Re-number Turbulence in Round Jets, Proc. of Ninth Symposium on "Turbulent Shear Flows", 9-4 (1993), 1-6.
- (32) Yamashita, H., Kushida, G. and Takeno, T., An Experimental Study on Transition and Mixing Processes in a Coaxial Jet, Proc. of Ninth Symposium on "Turbulent Shear Flows", P212 (1993), 1-4.
- (33) Kushida, G., Yamashita, H. and Takeno, T., A Numerical Study on Transition

- and Large-scale, Proc. of Ninth Symposium on "Turbulent Shear Flows", 9-1 (1993), 1-6.
- (34) Chen, L.-L., Roquemore, W. M., Goss, L. P. and Vilimpoc, V., Vorticity Generation in Jet Diffusion Flames, *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 77 (1991), 41-57.
- (35) Ashurst, Wm. T. and Barr, K., Stochastic Calculation of Laminar Wrinkled Flame Propagation via Vortex Dynamics, *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 34 (1983), 227-256.
- (36) Laverdant, A. M. and Candel, S. M., A Numerical Analysis of a Diffusion Flame-Vortex Interaction, *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 60 (1988), 79-96.
- (37) Rutland, C. J. and Ferziger, J. H., Simulations of Flame-Vortex Interactions, *Combust. and Flame*, Vol. 84 (1991), 343-360.
- (38) Umemura, A., A Physical Simulation Model for Turbulent Mixing Layer Combustion, Twenty-Fourth Symposium (International) on Combustion (1992), 413-419.
- (39) Ashurst, Wm. T. (Dervieux A. and Larroutrou B. eds.), Vorticity Generation in a Nonpremixed Flame Sheet, *Numerical Combustion* (1989), 3-21, Springer-Verlag.
- (40) 店橋・宮内・佐々木・尾関, 燃焼場における渦と圧力波の干渉, 第32回燃焼シンポジウム講演論文集 (1994), 249-251.
- (41) 巽・後藤, 流れの安定性理論, 数理解析とその周辺 13 (1976), 177-189, 産業図書.

第 2 章

密度変化のある二次元噴流の安定性解析

2.1 緒 言

本章では噴流火炎において層流から乱流に遷移する条件を理論的に検討するために、密度勾配を考慮した流れの線型安定方程式を導き、二次元噴流火炎を模擬した密度場および流れ場に適用する。これに基づいて流れが不安定になり乱れが発生し始める条件を数値計算によって求めるとともに、密度一定の噴流の結果と比較して乱れの開始条件に及ぼす密度変化の作用を明らかにする。

一般に流れに乱れが発生し、層流から乱流に遷移する条件は、微小な速度変動が増幅するかどうかの限界を調べればよく、従来より Navier-Stokes 方程式の変動に対する安定性を線型安定性理論を用いて詳しく解析されている。密度一定の場合はせん断流や噴流などを模擬した流れを対象としてその条件が明らかにされており⁽¹⁾⁽²⁾、密度が変化する流れを対象としたものでは浮力が流れの安定性に及ぼす影響について論じられている。しかし、噴流火炎では化学反応による温度上昇に伴い密度のみならず動粘度が局所的に大きく変化するために、乱れ生成条件が非燃焼時とは異なる可能性がある。これに関連して、噴流火炎の乱れ生成において、密度勾配に曲がり流れが作用すれば渦が発生すること⁽³⁾や、局所的な温度上昇によって層流化し、乱れが消滅すること⁽⁴⁾が示されているが、線型安定性理論に基づいて乱れ生成の条件および機構を示す取り扱いはいまだなされておらず、その詳細については依然として不明な点がある。

このことから本章では、噴流火炎における乱れの発生を理論的に解明するために、噴流境界が高温となるような定常状態の流れ場および密度場を想定して微小な速度変動に対する流れの安定性を解析する。そのためにまず、密度変化を考慮した線型安定方程式を導出し、境界条件を満たす固有値問題として数値計算によって解き、層流から乱流への遷移レイノルズ数およびその際の波数を調べる。

さらに、乱れはじめる様子について検討するとともに、密度および動粘度の作用を個別に評価することによって、局所的な動粘度の上昇が流れを安定化し、密度勾配と速度勾配の相互作用いわゆるバロクリニク効果によって乱れ生成波数が大きくなることを明らかにする。

2.2 線型安定方程式の導出

噴流火炎を模擬した流れにおいて、層流に微小な攪乱を加え、それが時間とともに増大するならば不安定、減少するならば安定と判定することができる。そのために、密度変化を考慮した線型安定方程式を密度一定の場合と同様の方法によって導出する。まず、二次元の連続の式、非圧縮条件および運動量方程式は、代表長さ、時間および周囲密度でそれぞれ無次元化された速度 u 、時間 t 、密度 ρ を用いると、以下のように記述することができる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u) = 0 \quad (2-1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (u \cdot \nabla) \rho = 0 \quad (2-2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (u \cdot \nabla) u = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{\rho R} \Delta u \quad (2-3)$$

ここで p は圧力、 R は周囲気体の密度を基準とするレイノルズ数である。ただし後述のように、温度場と速度場を相似と扱うさいに粘性係数の温度依存性を簡単のために無視するので R は一定とする。また、密度の変化は温度変化にのみ依存するとし、非圧縮条件を用いた。なお、非圧縮条件は温度拡散が十分に小さいと仮定した際のエネルギー保存式より導かれる。式 (2-1)、(2-2) を連立すると $\nabla \cdot u = 0$ が得られ、式 (2-3) の辺々の回転をとって p を消去し、渦度 $\omega = \nabla \times u$ を用いると

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + (u \cdot \nabla) \omega + \frac{\nabla \rho}{\rho} \times \left\{ \frac{\partial u}{\partial t} + (u \cdot \nabla) u \right\} - \frac{1}{R} \frac{1}{\rho} \Delta \omega = 0 \quad (2-4)$$

もし、密度に空間変化があれば、左辺第 3 項の密度勾配と流れの相互作用および第 4 項の粘性消散が局所的に変化する。 u 、 ω 、 ρ を主流と攪乱に分離し、それ

それと および $\hat{\cdot}$ を付けて次のように表わす.

$$u = \bar{u} + \hat{u}, \quad \omega = \bar{\omega} + \hat{\omega}, \quad \rho = \bar{\rho} + \hat{\rho} \quad (2-5)$$

ここで, 直角座標 (x, y) において, \bar{u} は x 方向に平行とし, $\bar{\rho}$ は y のみの関数と仮定すると, $\bar{u} = (U(y), 0)$, $\bar{\omega} = -dU/dy$ および $\bar{\rho} = \bar{\rho}(y)$ であり, 攪乱の成分 $\hat{u} = (\hat{u}, \hat{v})$ および密度変動 $\hat{\rho} = \hat{\rho}(x, y, t)$ を式 (2-5) と併せて式 (2-4) に代入し, 2 次以上の微小項を無視して線型化すると $\hat{\rho}$ を含む項がすべて 2 次以上のとなって消去されるために

$$\frac{\partial \hat{\omega}}{\partial t} + U \frac{\partial \hat{\omega}}{\partial x} - \hat{v} \frac{d^2 U}{dy^2} - \frac{d\bar{\rho}}{dy} \frac{1}{\bar{\rho}} \left(\frac{\partial \hat{u}}{\partial t} + U \frac{\partial \hat{u}}{\partial x} + \hat{v} \frac{dU}{dy} \right) - \frac{1}{R} \frac{1}{\bar{\rho}} \Delta \hat{\omega} = 0 \quad (2-6)$$

両辺の回転をとって攪乱速度の y 成分 \hat{v} の式を求めると

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) \Delta \hat{v} - \frac{\partial \hat{v}}{\partial x} \frac{d^2 U}{dy^2} + \frac{d\bar{\rho}}{dy} \frac{1}{\bar{\rho}} \left\{ \left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\partial \hat{v}}{\partial y} - \frac{dU}{dy} \frac{\partial \hat{v}}{\partial x} \right\} - \frac{1}{R} \frac{1}{\bar{\rho}} \Delta^2 \hat{v} = 0 \quad (2-7)$$

\hat{v} の初期値に x 方向の周期性を仮定すれば解はフーリエ積分の各波数 α の成分の和で書き表わすことができるので, その時間発展は i を虚数単位として

$$\hat{v}(x, y, t) = \sum_{\alpha} \tilde{v}(y) \exp(i\alpha x + \sigma t) \quad (2-8)$$

これを式 (2-7) に代入し, $c = -\sigma/i\alpha$ とすると, 各波数成分 α に対する線型安定方程式は以下のように記述することができる.

$$\begin{aligned} (U - c) \left(\frac{d^2}{dy^2} - \alpha^2 \right) \tilde{v} - \tilde{v} \frac{d^2 U}{dy^2} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{d\bar{\rho}}{dy} \left\{ (U - c) \frac{d\tilde{v}}{dy} - \tilde{v} \frac{dU}{dy} \right\} \\ - \frac{1}{i\alpha R} \frac{1}{\bar{\rho}} \left(\frac{d^2}{dy^2} - \alpha^2 \right)^2 \tilde{v} = 0 \end{aligned} \quad (2-9)$$

自由流れを対象とする場合, 変動は y 方向の無限遠で 0 となるので境界条件は

$$\tilde{v}(\infty) = \tilde{v}(-\infty) = 0 \quad (2-10)$$

この問題は式 (2-10) を境界条件とする微分方程式 (2-9) の固有値問題に帰着し, $U, \bar{\rho}$ の分布を与えれば c を α, R の関数で表すことができる. このことは流れに存在する波数 α の攪乱は c の虚部 c_i が正ならば時間とともに増大して流れは不安定となり, 負ならば減衰して安定となることを示している. したがって安定・不安定の限界を知るには $c_i = 0$ を求めればよい.

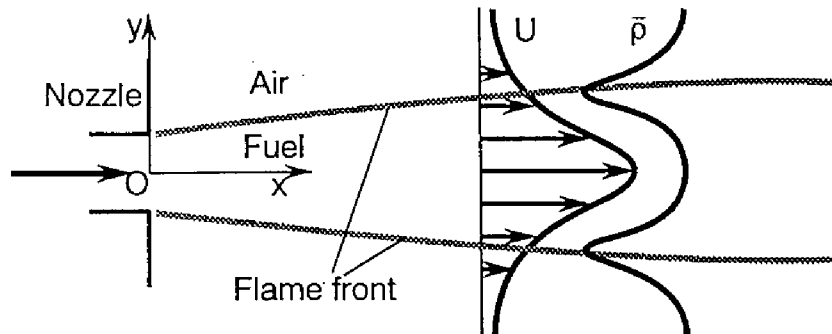


図 2-1 二次元噴流火炎の概略

2.3 安定性解析の対象

解析の対象は図 2-1 に示すような周囲気体と同じ密度の燃料をノズルから静止周囲気体中に噴出してつくられる噴流拡散火炎とする．流速分布は，Bickley によって求められた噴流の速度分布⁽⁵⁾に基づき，噴流軸に垂直な速度成分は十分に小さいとして平行流を仮定する．これを各断面における流速の最大値 U_0 および排除厚さ η_D で無次元化すると $U(y) = \text{sech}^2 y$ となる．ここで y は噴流軸に垂直な方向の座標を表し，周囲気体の動粘性係数 ν_0 を用いるとレイノルズ数は $R = \eta_D U_0 / \nu_0$ である．

つぎに，周囲気体の温度を基準すなわち 1 としたときの温度 T の分布より ρ の分布を求める．そのために燃料側を 1 空気側を 0 とした混合分率 ξ を導入し⁽⁶⁾，その拡散係数と密度の積が一定，およびシュミット数を 1 と仮定すれば，混合分率場と速度場が相似となる．そこで， ξ の分布はノズルからの距離 x を用いて

$$\xi(x, y) = K(x) \text{sech}^2 y \quad (2-11)$$

ここでルイス数を 1 とし，火炎面モデル⁽⁶⁾を用いると，

$$T(\xi) = \begin{cases} 1 + (T_a - 1) \xi / \xi_a & (\xi \leq \xi_a) \\ 1 + (T_a - 1)(1 - \xi) / (1 - \xi_a) & (\xi > \xi_a) \end{cases} \quad (2-12)$$

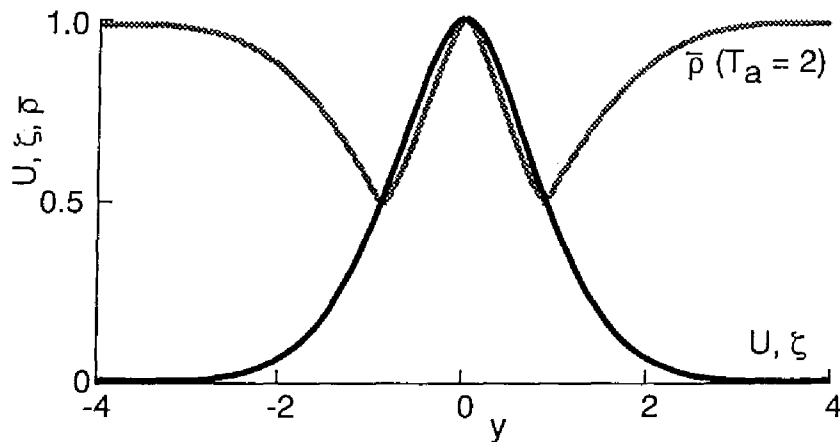


図 2-2 U, ξ および $\bar{\rho}$ の分布

であり $\bar{\rho}$ は $1/T$ となる。ただし、 ξ_a は量論混合比となる ξ で、そのときの温度は T_a とする。例えば燃料としてメタンを用いるとすれば $\xi_a \approx 0.055$ 、 $T_a \approx 8$ であるが、後述のように本計算方法では解の収束性の点で $T_a = 2$ 程度までしか計算できないので、ここでは燃料を窒素で約 10 倍に希釈した状況を想定して $\xi_a = 0.5$ とする。本来、 $K(x)$ の値は x によって変化するが、ここではノズル出口近傍の流れに注目することとし、 $K(x) \approx 1$ とする。図 2-2 に、以上の仮定で得られた U および $\bar{\rho}$ の分布を示す。 U の分布に平行流を仮定するために密度一定の噴流における解析で指摘されている⁽⁷⁾ のと同様に、不安定となる R が実験で得られる結果よりもはるかに小さくなると考えられる。ただし、本解析で得られる結果を密度一定の結果と比較することによって密度の空間変化が流れの安定性に及ぼす作用を明らかにすることができる。

2.4 計 算 方 法

固有値問題の計算には、 $U, \bar{\rho}$ を式 (2-9) に代入し、式 (2-10) と併せて Gotoh

らの方法⁽²⁾を用いて行う。 U, ρ が $y = 0$ に関して対称であることから, \tilde{v} は偶関数と奇関数の場合が考えられるが, 従来の密度一定の解析と同様に本研究で対象としたすべての条件において偶関数の場合の方がはるかに小さい R で不安定となるので, ここでは偶関数だけを用いた。その解法についてだけ述べる。まず境界条件の式 (2-10) および偶関数の条件はそれぞれ

$$\tilde{v}(\infty) = 0 \quad (2-13)$$

$$\frac{d\tilde{v}(0)}{dy} = \frac{d^3\tilde{v}(0)}{dy^3} = 0 \quad (2-14)$$

ここで式 (2-9) および (2-13) をみたす2つの独立した特解を \tilde{v}_1 および \tilde{v}_2 とすると式 (2-9), (2-13), (2-14) の一般解は

$$\tilde{v} = C_1 \tilde{v}_1 + C_2 \tilde{v}_2 \quad (2-15)$$

ここで C_1, C_2 は式 (2-14) より定まる複素定数である。式 (2-15) を (2-14) に代入すれば $y = 0$ における境界条件は, C_1, C_2 を消去して表すと

$$\begin{vmatrix} \frac{d\tilde{v}_1(0)}{dy} & \frac{d\tilde{v}_2(0)}{dy} \\ \frac{d^3\tilde{v}_1(0)}{dy^3} & \frac{d^3\tilde{v}_2(0)}{dy^3} \end{vmatrix} = 0 \quad (2-16)$$

さらに $z = \tanh y$ によって $-\infty \leq y \leq \infty$ の積分範囲を $-1 \leq z \leq 1$ に変換するとともに, 以下のような独立変数 f_{jn} を導入する。

$$f_{jn} = \frac{1+i}{(-\lambda_j)^n} \frac{1}{\tilde{v}_j} \frac{d^n \tilde{v}_j}{dy^n}, \quad j=1, 2; \quad n=1, 2, 3 \quad (2-17)$$

ここで

$$\lambda_1 = \alpha, \quad \lambda_2 = \sqrt{\alpha^2 + i\alpha cR} \quad (2-18)$$

これによって $z = 1$ では f_{jn} の大きさは1程度となり数値計算を安定に行うことができる。そこで式 (2-17) を用いると式 (2-9) は

$$\begin{aligned} \frac{df_{j1}}{dz} &= -\frac{\lambda_j}{1-z^2} \left(f_{j2} - \frac{f_{j1}^2}{1+i} \right) \\ \frac{df_{j2}}{dz} &= -\frac{\lambda_j}{1-z^2} \left(f_{j3} - \frac{f_{j1} f_{j2}}{1+i} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{df_2}{dz} = & \frac{1}{1-z^2} \left[\frac{\lambda_j}{1+i} f_{j1} f_{j3} - \frac{2\alpha^2}{\lambda_j} f_{j2} + \frac{1+i}{\lambda_j^3} \alpha^4 \right. \\
& - \frac{i\alpha R \bar{\rho} (1+i)}{\lambda_j^3} \left\{ (1-z^2-c) \left(\frac{\lambda_j^2}{1+i} f_{j2} - \frac{D\bar{\rho}}{\bar{\rho}} \frac{\lambda_j}{1+i} f_{j1} - \alpha^2 \right) \right. \\
& \left. \left. - (6z^2-2)(1-z^2) + \frac{D\bar{\rho}}{\bar{\rho}} 2z(1-z^2) \right\} \right] \quad (2-19)
\end{aligned}$$

さらに $z=1$ での境界では分子・分母がともに 0 となって不定となるので，式 (2-19) にロピタルの定理を用いるとともに， ρ は $z=1$ 付近で $\xi_a / \{ \xi_a + (T_a - 1)(1 - z^2) \}$ となることを考慮すると

$$\begin{aligned}
f_{jn} &= 1+i \\
\frac{df_{j1}}{dz} &= \frac{i\alpha R (1+i) \{ (cT_a - c - \xi_a) (\lambda_j^2 - \alpha^2) + 2c\lambda_j (T_a - 1) + 4\xi_a \}}{\xi_a \lambda_j (1 + \lambda_j) (2\lambda_j^2 + 4\lambda_j + 4 - 2\alpha^2 + i\alpha R c)} \\
\frac{df_{j2}}{dz} &= 2 \left(1 + \frac{1}{\lambda_j} \right) \frac{df_{j1}}{dz} \\
\frac{df_{j3}}{dz} &= \left(3 + \frac{6}{\lambda_j} + \frac{4}{\lambda_j^2} \right) \frac{df_{j1}}{dz} \quad (2-20)
\end{aligned}$$

また式 (2-16) を f_{jn} で表すと，

$$\lambda_2^2 f_{11}(0) f_{23}(0) - \lambda_1^2 f_{21}(0) f_{13}(0) = 0 \quad (2-21)$$

式 (2-19)，(2-20) を $z=1$ より 0.005 刻みで Runge-Kutta-Gill 法によって積分し， $z=0$ において式 (2-21) を満たすように各 α ， R における c を繰り返し計算によって求める。

2.5 計算結果および考察

まず，密度一定の $T_a = 1$ の場合について種々の α と R に対して c の値を計算し，従来から示されている安定性解析の結果と比較した。図 2-3 は計算で求めた c の虚部 c_i の等値線であり，不安定の生じる限界の R の最小値 R_c が 4.02 であることなど Gotoh らの計算⁽²⁾ と一致している。つぎに， T_a を変化させて安定

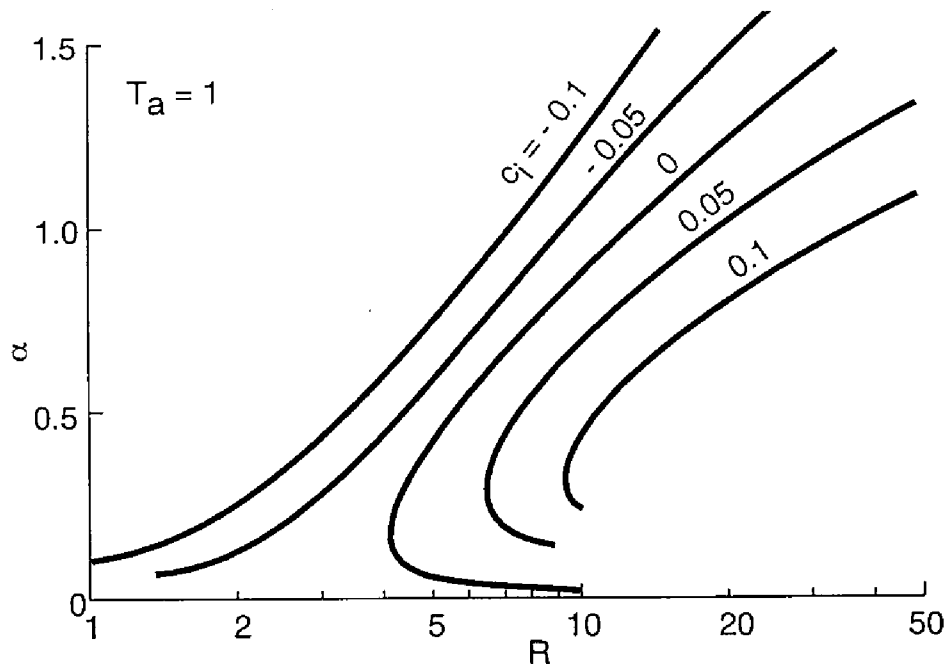


図 2-3 増幅係数 c_i の分布

性に及ぼす密度変化の作用を調べた. αR が小さい場合は c も小さくなり, 本計算では式 (2-15) の \bar{v}_1, \bar{v}_2 が独立性を失うために解が収束しなくなる. そこでここでは R_c が明確に判定できる $T_a \leq 2$ について解析する. 図 2-4 に種々の T_a について得た安定限界を表わす曲線 $c_i = 0$ を示す. T_a が大きくなるにつれて $c_i = 0$ は α, R が大きくなる方に移動しており, より大きな R でも攪乱が減衰する. さらに R_c はほぼ T_a に比例して大きくなっており, 噴流境界の温度が上昇すれば流れが安定化して, いわゆる層流化を起こしていることが分かる. このさいの流動を調べるために $T_a = 1$ および 2 の R_c における渦度分布を式 (2-8) を用いて計算した. 式 (2-8) では変動の大きさは時間とともに変化するのので, ここでは $\exp(-i\alpha c t)$ で割った値で示す. 図 2-5 (a), (b) はそれぞれその結果であり, 渦度は反時計廻りを正として示す. これによると \bar{v} が偶関数であることから, どちらの場合も蛇行する流れが誘起されており, $T_a = 2$ の場合は変動のスケールが小さい.

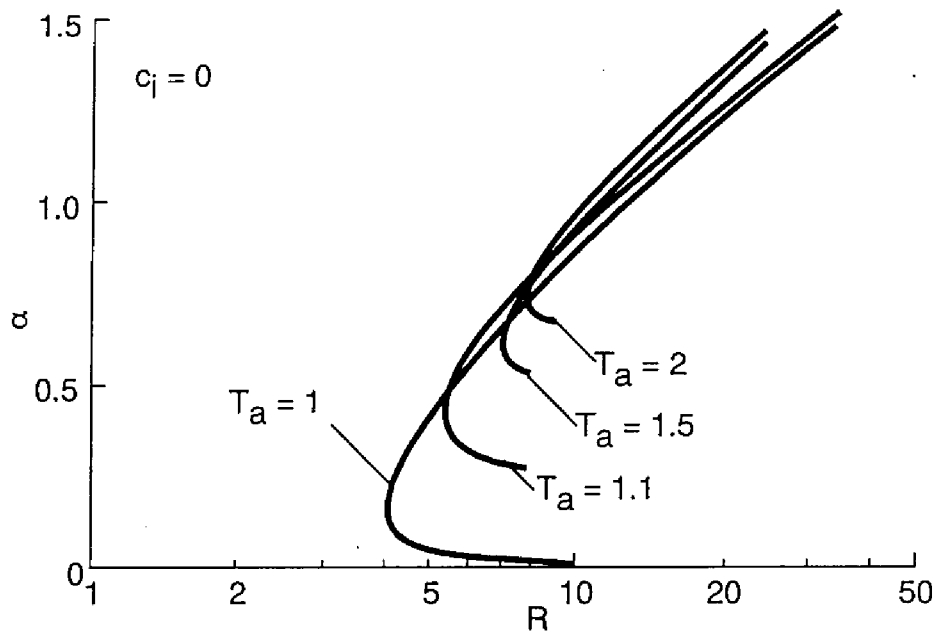
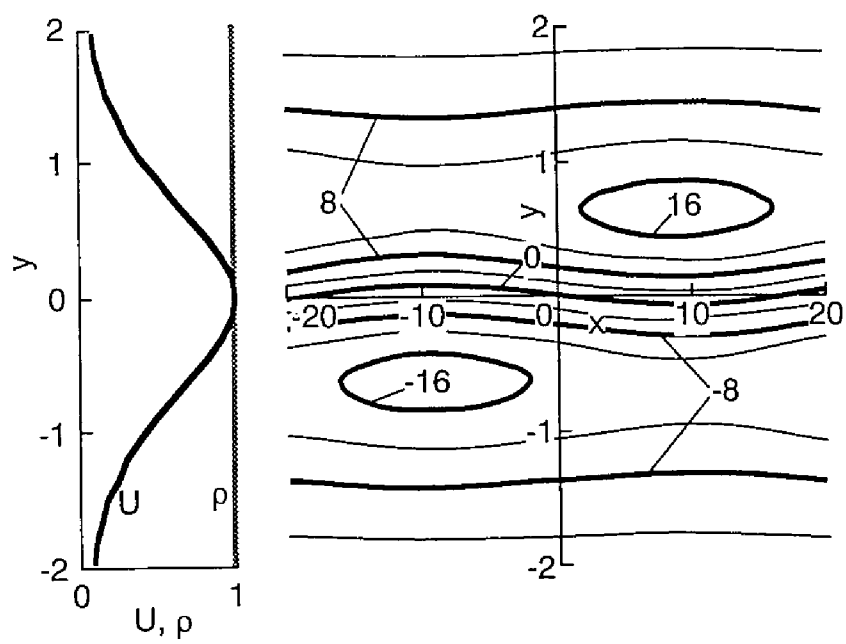


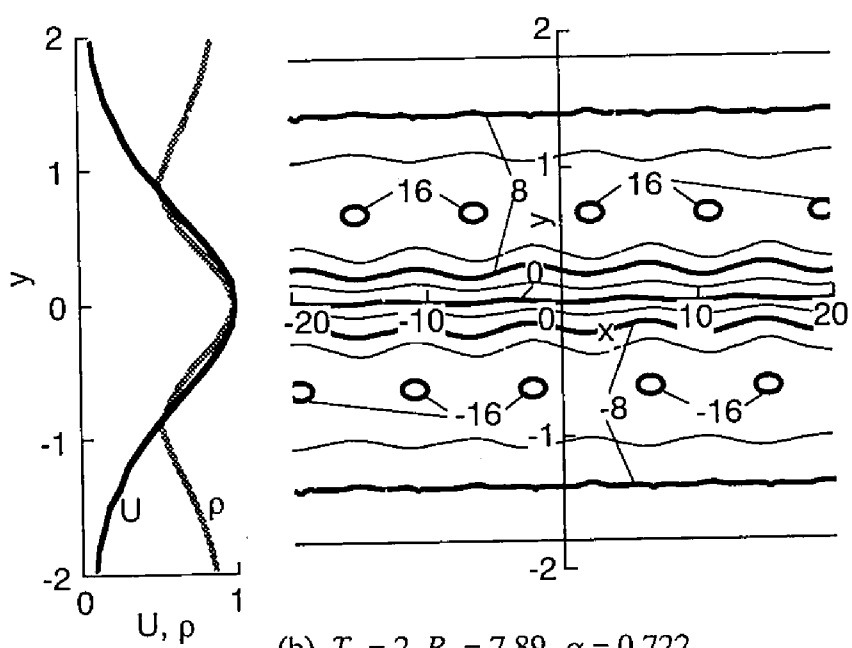
図 2-4 種々の T_a における中立安定曲線

最後に、線型安定方程式の各項の影響を調べるために、仮にそれぞれの項の密度依存性がないとして安定限界を計算した。図 2-6 の A は図 2-4 の $T_a = 2$ の場合であり、これを基本として B は式 (2-9) の第 3 項だけを $\bar{\rho} = 1$ 一定とした場合、C は第 4 項だけを $\bar{\rho} = 1$ 一定とした場合の結果を示す。密度勾配と流れの相互作用がなければ A は B に移動し、 R_c はほとんど変わらず、より大きなスケールの攪乱が増幅する。一方、温度上昇による粘性消散の変化を無視すれば A は C に移動し、 R_c が小さくなるとともに広い範囲のスケールの攪乱が増幅する。すなわち、密度勾配のあるところに速度勾配が作用すれば、いわゆるバロクリニック効果によってスケールの小さな攪乱が増幅し、速度勾配の大きな位置で局所的に温度が上昇して動粘度が大きくなれば、流れ全体が安定化することがわかる。

これらは、噴流境界の温度が周囲気体の 2 倍以下と比較的低い場合で二次元を対象として得られた結果であり、実際の噴流火炎の安定性を解析するためには噴



(a) $T_a = 1, R_c = 4.02, \alpha = 0.174$



(b) $T_a = 2, R_c = 7.89, \alpha = 0.722$

図 2-5 渦度の分布

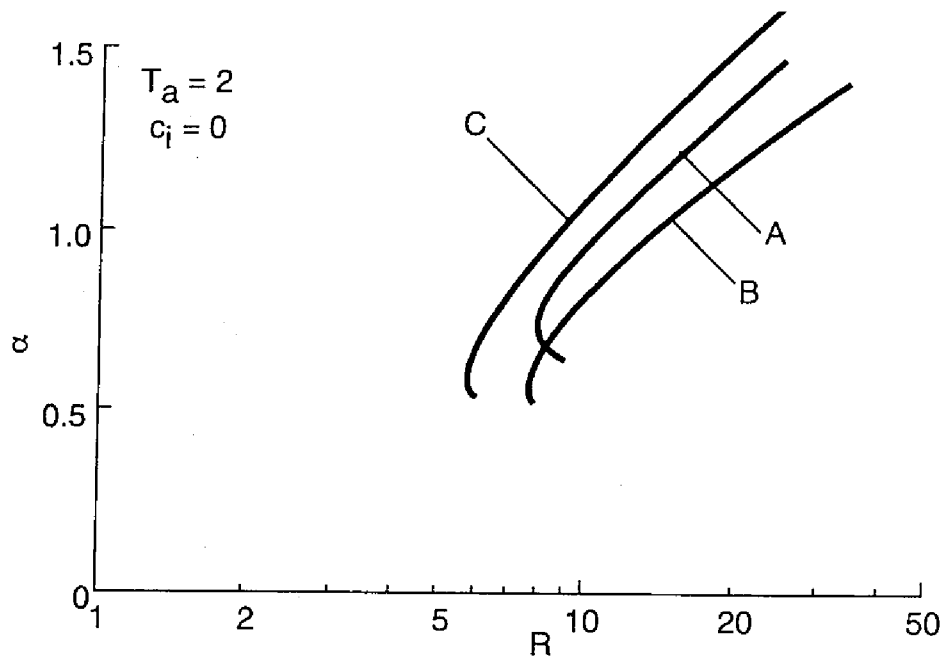


図 2-6 流れと密度勾配の相互作用および粘性消散の作用

流境界を周囲気体の 8 倍程度にして三次元で解析する必要がある。しかし、本解析で乱れが開始する条件に対する密度変化の作用が定性的に明らかになった。

2.6 結 言

以上、二次元噴流火炎の層流から乱流の遷移条件を調べるために、密度変化を考慮した線型安定方程式を導出し、噴流境界が高温となるような流れ場の安定性を解析した。その結果、以下の知見が得られた。

- (1) 現実の流れでは微小攪乱はすべての波数を含んでいるので、噴流境界の温度上昇に伴って安定な領域が拡がり、高いレイノルズ数で小さなスケールの攪乱でないと増幅が起こらない。
- (2) 流れは蛇行して変動を開始し、噴流境界の温度が上昇すれば渦度のピーク

の間隔は小さくなる。

(3) 安定方程式中の密度変化項の影響を個別に評価することによって、密度勾配と流れの相互作用いわゆるバロクリニック効果によって不安定となる攪乱のスケールが小さくなり、粘性消散の局所的な増加により安定限界のレイノルズ数の最小値が高くなるとともに不安定領域が狭くなる。

参 考 文 献

- (1) Michalke, A. , On the Inviscid Instability of the Hyperbolic-Tangent Velocity Profile, *J. Fluid Mech.* , 19 (1964), 543-556.
- (2) Gotoh, K. and Nakata, I. , Hydromagnetic Instability of Two-Dimensional Jet at Small Magnetic Reynolds Numbers, *J. Phys. Soc. Japan*, 32-2 (1972), 552-558.
- (3) Ashurst, Wm. T. (Dervienx A. and Larrousturou B. eds.), Vorticity Generation in a Nonpremixed Flame Sheet, *Numerical Combustion* (1989), 3-21, Springer-Verlag.
- (4) Takagi, T., Shin, H. and Ishio, A., Local Laminarization in Turbulent Diffusion Flames, *Combustion and Flame*, 37, (1980), 163-170.
- (5) Bickley, W. G. , The Plane Jet, *Phil. Mag.* , 23 (1937), 727-731.
- (6) Williams, F. A. , *Combustion Theory 2nd Ed.* (1985), 76, Addison-Wesley Publishing Company.
- (7) 巽・後藤, 流れの安定性理論, 数理解析とその周辺 13 (1976), 114, 産業図書.

第3章

レーザシート法を用いた噴流および 噴流火炎内の乱れ渦の可視化

3.1 緒 言

本章では、非燃焼噴流および噴流火炎のせん断境界および内部に生じる渦の様子を観察するために、噴流軸を含む断面および流れに垂直な断面（以下それぞれを軸上断面、横方向断面とする）をレーザシート法を用いて可視化する。これによって、乱れ渦の分布ならびに挙動を明らかにするとともに、燃焼場における燃料-空気の混合状況について考察する。

レーザシート法はレーザ光をシリンドリカルレンズ等によりシート状にして観察対象に照射し、流体に混入されたシード粒子などからの散乱光を捉えることにより流れを可視化する方法である。流れの可視化には従来よりシャドウグラフやシュリーレン法が広く用いられてきたが⁽¹⁾、これらの方法では光路中の積算情報しか検出できないのに対して、レーザシート法では特定断面における二次元空間情報を得ることが特徴である。また近年高出力パルスレーザが開発されており、これを光源とすれば高速で変動する現象を約 5 ~ 10 ns の時間で瞬間的に捉えることができ、さらに、高解像度の画像入力装置の利用と合わせれば、時間的および空間的分解能を従来の手法よりも飛躍的に高めることが可能となるので、複雑な構造をもつ高レイノルズ数の乱流燃焼場における微細構造を解析する有力な方法である。そのため、噴流や噴流火炎の断面の可視化観察がさかんに行われており⁽²⁾⁽³⁾、せん断境界および内部に生じる渦の状況が明らかにされつつあるが、燃焼を伴う場合には流動および乱れ渦がどのような影響を受けるかについてはいまだ不明な点が多い。

このことから本章では、レーザシート法を非燃焼噴流および噴流火炎に適用して内部に生じる渦構造を詳細に検討する。この際、流れ方向のみならず流れに垂

直な断面も可視化し、燃焼をともなった際に乱れ渦の状況がどのように変化するかを明らかにするとともに、その要因について考察する。

3.2 実験装置および光学系

可視化の対象とした噴流および噴流火炎は、窒素およびエチレンを拡散バーナに取り付けた直管ノズルから大気中の鉛直上方に噴射して形成する。図 3-1 にそのための実験装置の概略を示す。散乱粒子には火炎では自然に発生するすす粒子を使用し、噴流の可視化には酸化チタン TiO_2 を用いる。これには図のように噴流気体の一部を四塩化チタン TiCl_4 液の容器に通した後加湿空気とあわせる方法によって TiO_2 を発生する⁽³⁾。 TiCl_4 蒸気は空気中の水分と次式のように速や

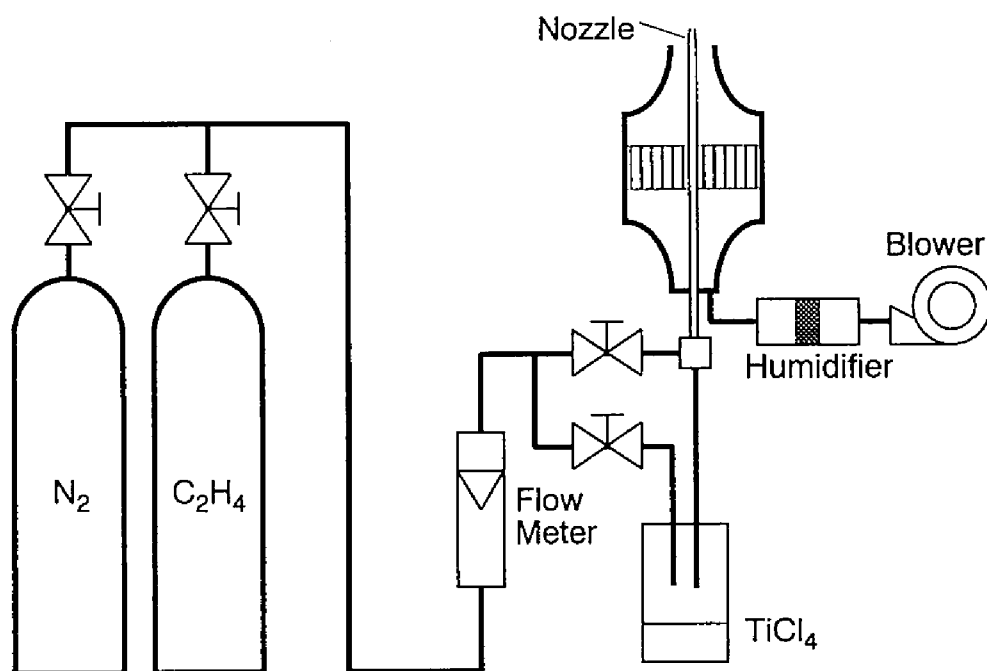


図 3-1 実験装置の概略

かに反応して、直径約 $0.2 \sim 2 \mu\text{m}$ の TiO_2 粒子となる。



これによって、流体中に一様に散乱粒子がシードされ、噴流気体の拡散、流動および乱れ渦の分布等が観察できる。乱流拡散火炎を形成するために拡散バーナには、昭和 60 年度文部省特定研究「燃焼現象」で採用された標準拡散バーナを使用し⁽⁴⁾、三次元トラバース装置上に取り付ける。図 3-2 は拡散バーナの形状であり、ノズルは内径 4 mm、外径 6 mm、リム厚さ 0.5 mm、長さ 400 mm の石英ガラス製のものを使用する。実験はすべて大気圧で行い、ノズル出口流速 u_j が窒素噴流およびエチレン噴流火炎のどちらも 17.6 m/s に等しくなるようにした条件で、それぞれの流れに生じる乱れ渦を比較することによって燃焼による変化を調べる。この条件では噴流火炎は吹き飛ばずかつ十分に発達した乱流火炎が

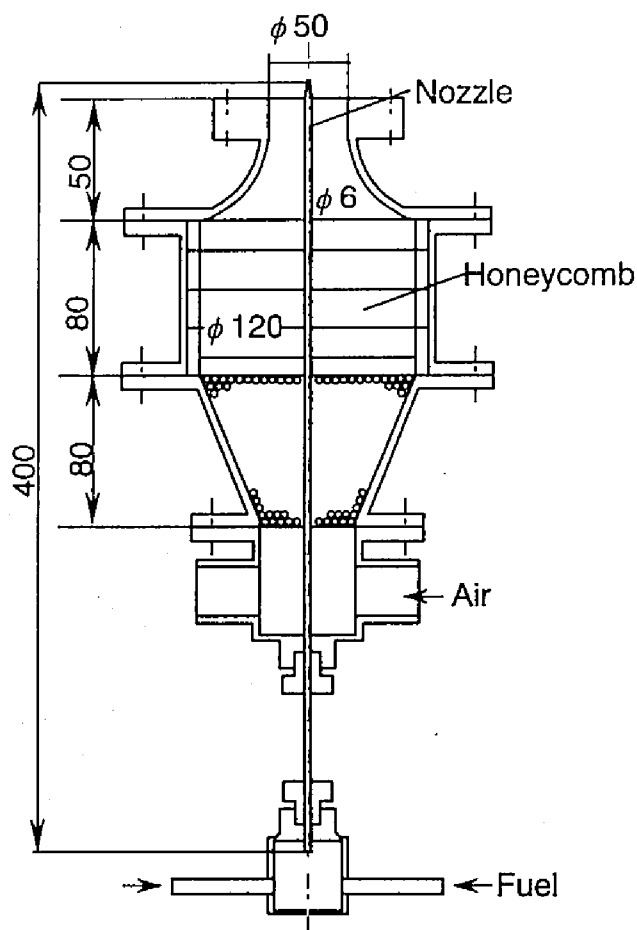


図 3-2 拡散バーナの形状

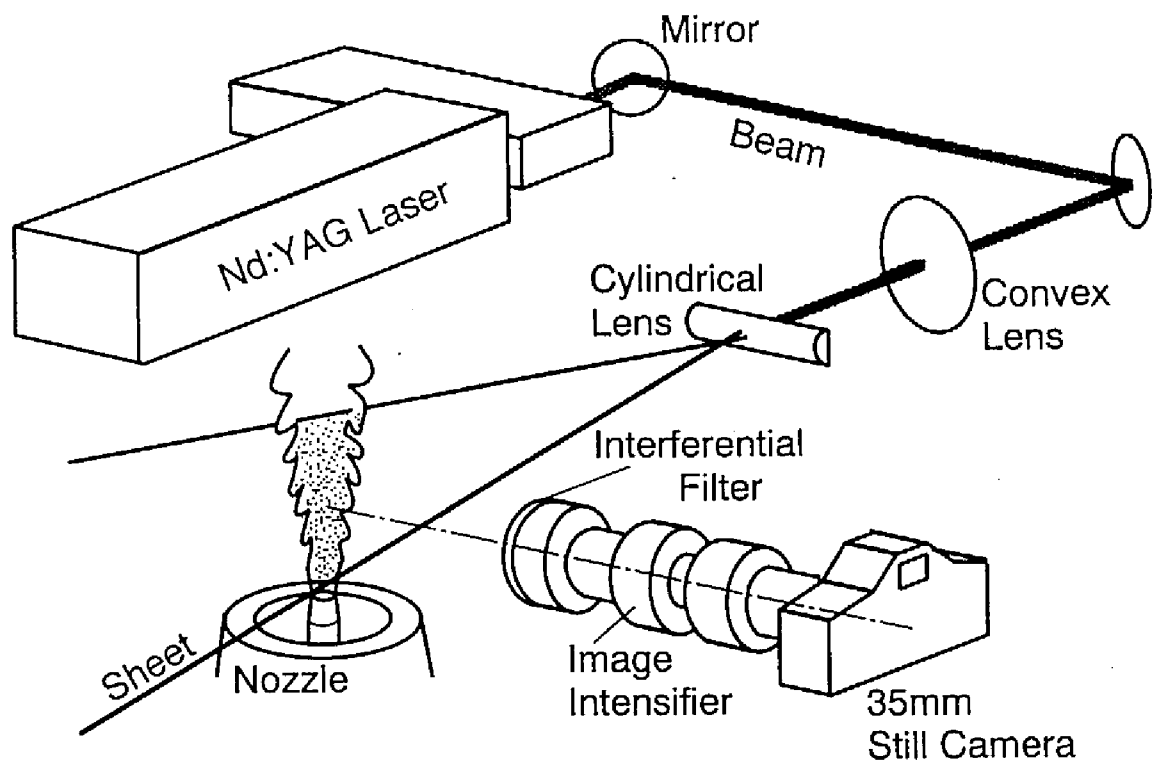


図 3-3 光学系の概略

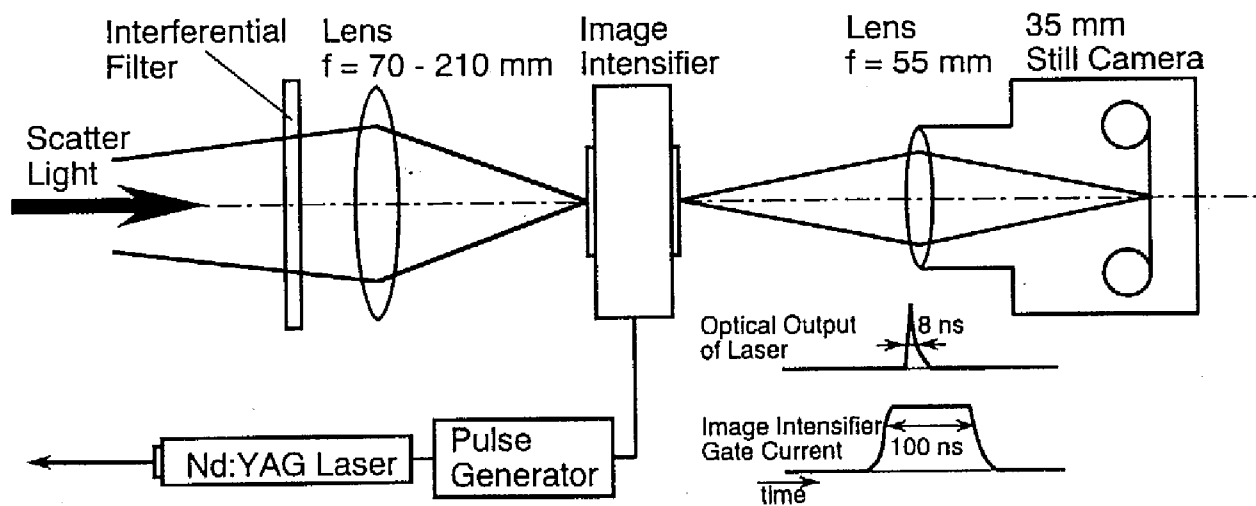


図 3-4 撮影装置の概略

形成される。ただし、噴流流体の動粘度によって出口レイノルズ数 Re は噴流と噴流火炎とで異なり、それぞれ 5 000 および 8 750 である。

図 3-3 に、レーザシート光学系の概略を示す。光源には YAG パルスレーザ (スペクトラフィジックス DCR-11) の第 2 高調波 (波長 532 nm) を用いる。レーザビームは直径約 6.4 mm であり、焦点距離 240 mm および 100 mm の凸レンズ、焦点距離 10 mm または 25 mm の円筒レンズを組み合わせることによって厚さ約 50 μm のシート状にして、噴流の軸上および横断面に約 10 ns の期間照射する。散乱像をそれぞれの直角方向から 35 ミリスチルカメラによって撮影する。輝炎からの発光がある場合にはその影響を防ぐために図 3-4 に示す受光系を用いる。すなわち、干渉フィルタを受光光路中に挿入してレーザの波長以外の光を除くとともに、イメージンテンシファイヤ (浜松ホトニクス C2925) の高速ゲート (約 100 ns) をレーザパルスと同期させトレーサ粒子の散乱光以外の光をできるだけ減らして、得られた蛍光面上の像をスチルカメラで撮影する。

3.3 窒素噴流における乱れ渦

以上の方法により、窒素噴流およびエチレン噴流火炎における乱れ渦の二次元瞬間断面像を可視化し、比較的大きいスケールの空気飲み込み渦ならびに小スケールの散逸渦の空間分布を調べた。図 3-5 は窒素噴流の場合の代表的な結果であり、(a) の噴流全体像によるとノズル近くから噴流内部に微細な渦が生じ、下流ほどその数が増すと同時に、大きな集まりを形成している。さらに、(b)、(c) はそれぞれ軸上および横方向の拡大断面像で、種々のノズル出口からの距離 x について示す。いずれも 1 mm 以下の乱れ渦まで鮮明に判別することができ、乱れ渦の形状および分布状況の詳細が観察できる。軸上断面像によると、ノズル出口近傍のポテンシャルコア周辺ではすでに小さな乱れ渦が発生している。このせん断層に生じた渦はしだいに成長し、引き延ばされた渦が重なりあって大規模の空気飲み込み渦を噴流境界に形成し、その内部に渦中心間距離から推定した渦の大きさが平均約 1.5 mm の小さな渦が多数分布している。横方向断面でも噴流

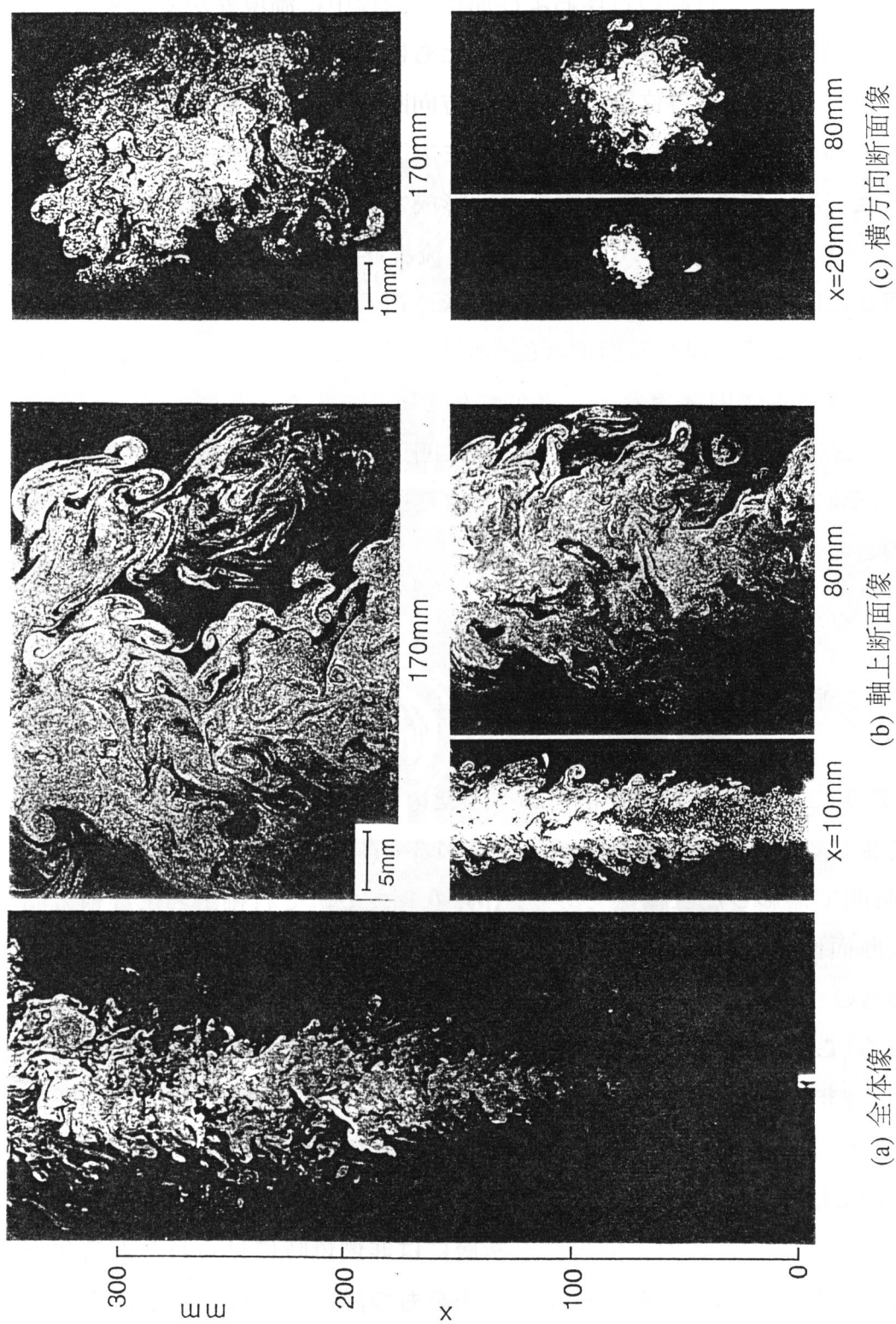
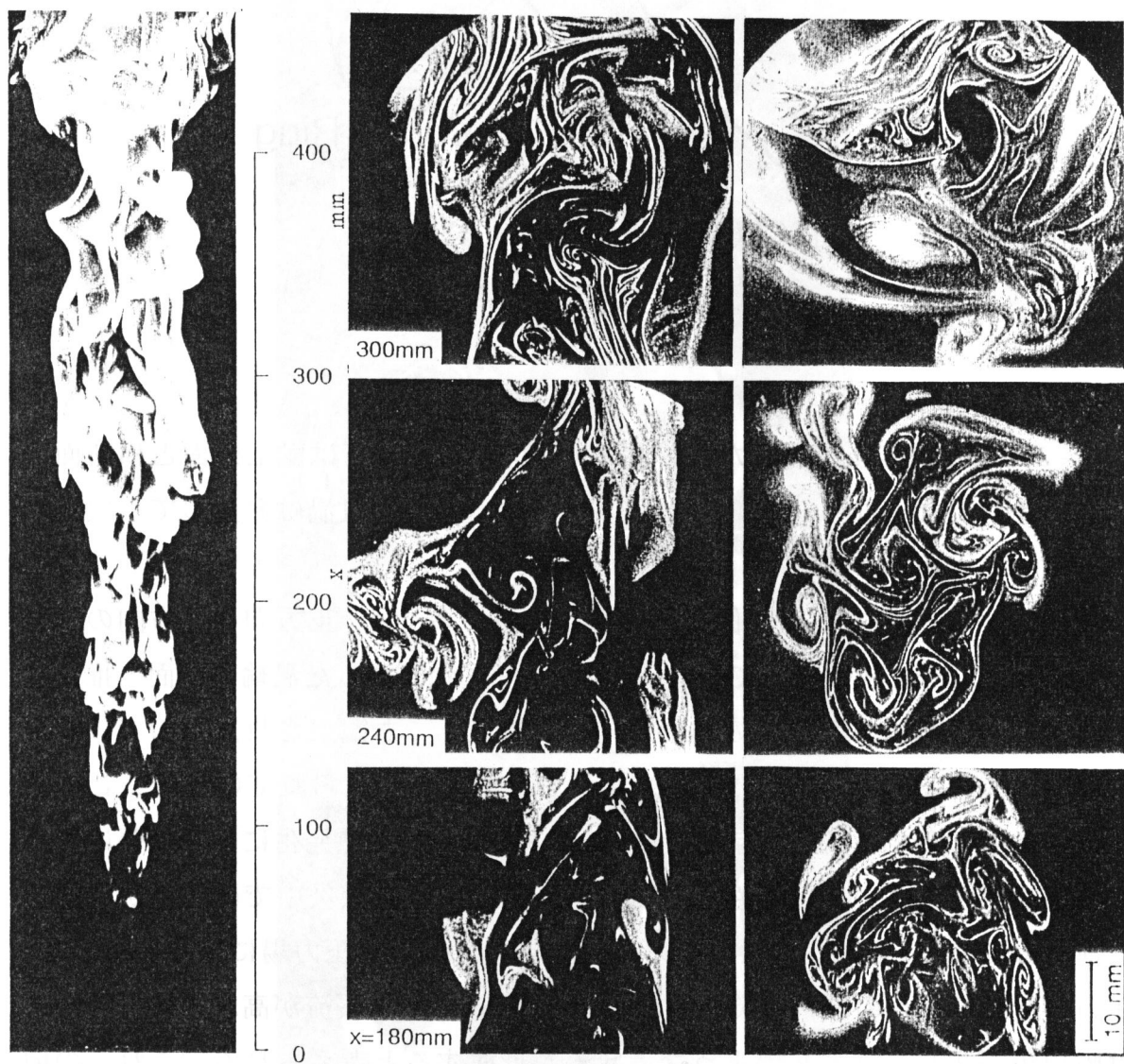


図 3-5 窒素噴流のレーザーシート可視化像

境界はノズル直後から大きく歪み、軸上断面で観察されるのと同様の乱れ渦が認められる。このような乱れ渦の合体および崩壊の過程に渦境界が変形するために、周囲空気は噴流内部まで取り込まれるとともに渦内部での分子混合が加速されると推察される。ただし各位置における横方向断面上に軸上断面とほぼ等しい大きさの乱れ渦が観察されることから、これまで下流での渦の合体後に生じると思われていた三次元構造が、かなり上流から形成されている可能性があることが示唆される。さらに、図 3-5 (b) によると噴流境界では小さな渦が対になって互いに逆向きに回転している状況が認められる。この渦対の形は軸対称非定常噴流でよく観察される環状渦の断面形状に類似しており、噴流境界では局部的に流体を層状に巻き込み渦内部で分子混合が進んでいることが予想される。また、この渦対は突出部では周囲流中へ吹き出し、逆に凹部で噴流中へ引き込む方向に発達しており、それによって噴流内部へ空気を取り込む作用を強めることに役立っているものと考えられる。

3.4 エチレン噴流火炎における乱れ渦

つぎに、燃焼による乱れ渦の変化を調べるために、エチレン噴流火炎の燃料・空気境界で生じるすす粒子群を可視化した。図 3-6 (a) は対象とした火炎を 0.25 ms の露光時間で撮影した直接像であり、(b)、(c) はそれぞれ軸上および横方向の拡大断面像を種々の x について示す。直接像では $x = 80$ mm 付近から火炎全域に輝度むらが生じており、せん断による空気飲み込み渦が生じていることが推察される。これに対して、瞬間断面像によるとすす粒子層がシート状に形成され、乱れ渦は非燃焼窒素噴流よりもはるかにスケールが大きく、いずれの断面でも非常に薄いすす層が幾重かに巻き込まれた形状で分布している。 $x = 180$ mm の軸上断面像では明確な渦構造はみとめられず、非燃焼の場合とは大きく異なった構造をもつ。すなわち、流れ方向のせん断層には非燃焼時に見られた大スケールの渦が形成されておらず、約 5 mm の寸法をもつ渦が主に横断面上に生じている。この渦は様々な向きに旋回しており、これによりすす層が引き延ばされ



(a) 直接写真

(b) 軸上断面

(c) 横方向断面像

図 3-6 エチレン噴流火炎のレーザシート可視化像

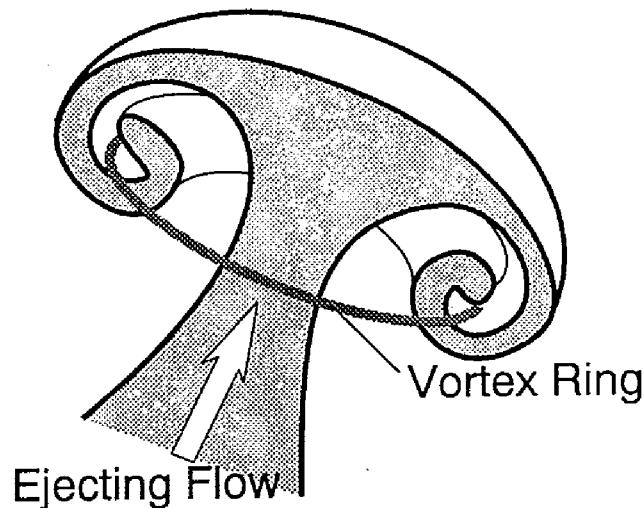


図 3-7 環状渦の切断面

100～200 μm 程度まで薄くなる．さらに $x = 300 \text{ mm}$ では軸上断面と横断面の構造の差が少なくなる．このことから，流れとともに乱れ渦は発達して三次元構造をもつことがわかる．

さらに，(c) の横方向断面像で観察される渦の多くは，正方向と逆方向の2つの渦が対になって形成されており，渦糸がリング状になった渦輪の断面と推定できる．この渦輪は，図 3-5 の非燃焼窒素噴流境界でも観察されたもので，非定常の間欠流あるいは加速流において形成されることが知られている⁽¹⁾．このように火炎中で多くの渦輪が存在することから，局所的な熱発生に伴う膨張によって噴出流が生じている可能性が示唆される．すなわち，火炎中では燃焼が不均一に進行しており，それらによってガス膨張する際にもし圧力場に偏りがあると，圧力の低い部分への流れが突発的に誘起される．この膨張流が高粘性に打ち勝てば噴出流が生じ，図 3-7 のような環状渦を形成すると考えられる．これらの環状渦の切断面では2つの渦がお互いに異なった方向に旋回しているので，それによって混合層の燃料過濃側で生じたすす層は薄く引き延ばされると同時に複雑に折り畳まれ，その後の燃料－空気混合に大きく寄与する．これらの渦には生じたばかりのものと比較的時間が経過したものとが混在しており，隣接した渦同志が合体あるいは変形して互いに侵食し合っている．新しい渦は典型的なきのこ状と

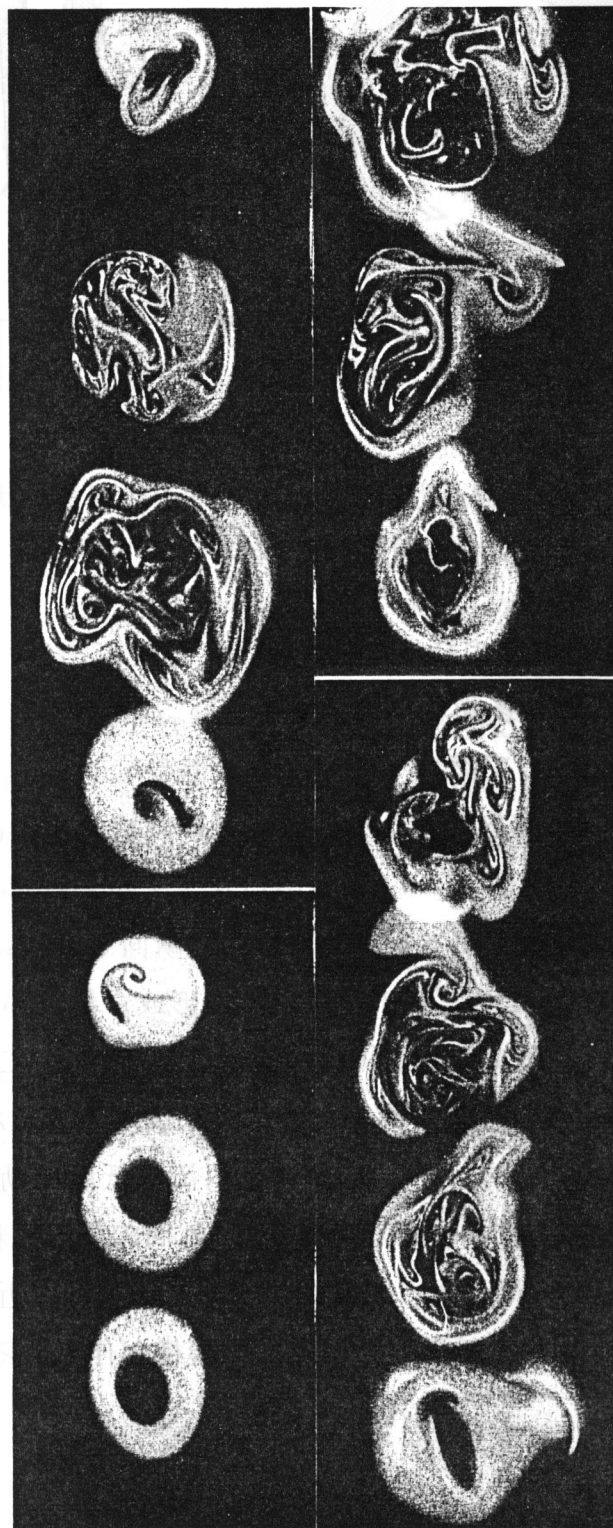


図 3-8 $Re = 2000$ の噴流火炎の $x = 180 \text{ mm}$ における横方向断面像

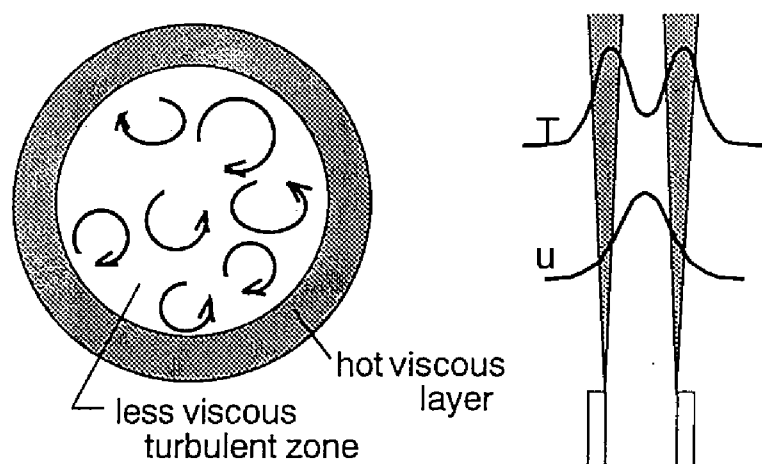


図 3-9 遷移点近傍のすす生成層と燃料流の状況

なるのに対し、発生から時間の経ったものは大きな変形を受けており、これらが集合することにより断面に多彩な紋様が生じている。このような三次元的な渦の干渉に基づくせん断によって燃料－空気混合が進む。

つぎに、乱れの生成状況を調べるために、遷移領域の横断面の可視化を行った。図 3-8 はノズル出口流速 $u_j = 4 \text{ m/s}$ (出口レイノルズ数 $Re = 2000$) の噴流火炎におけるノズルからの高さ $x = 180 \text{ mm}$ の横断面を 10 Hz で周期的に撮影した結果である。これによると、すす層が円形に形成されている層流状態と、すすが内部にランダムに分布する乱流状態が観察される。このことから、層流状態では、すす生成領域の温度は極めて高いために動粘度が大きくなって層流化しているとみられる。図 3-9 に示すように内側の燃料流は低温で動粘度が小さく、かつ軸方向速度成分に半径方向の分布があるから、外周の高温高粘性層に閉じこめられていても内部ではせん断によって乱流に移行する状況に近い。そのため内側に拡散したすすが攪拌されて断面内に複雑な縞模様が作られるのであろう。

3.5 結 言

以上、本章では窒素噴流およびエチレン噴流火炎内における乱れ渦のレーザシート可視化観察の結果を示し、乱流混合過程について考察した。その結果、試験した範囲内では、まず噴流の乱れ渦の状況について以下のことが判明した。

- (1) ノズル出口近傍のポテンシャルコア周辺ではすでに軸上・横方向両断面において小さな乱れ渦が発生しており、ポテンシャルコアのすぐ下流より三次元的な渦構造をもっている。
- (2) 空気飲み込み渦は下流へいくにしたがって次第に成長し、その内部には約 1.5 mm の小さな渦が多数分布している。

つぎに、噴流火炎のレーザシート断面像より以下のことが明らかとなった。

- (3) 乱れ渦は薄いシート状のすす粒子層が幾重かに巻き込まれて形成されており、非燃焼噴流よりもはるかにスケールが大きく小スケールの消散渦は見られない。
- (4) 乱れ渦は、流れ方向よりもむしろ横方向断面に生じており、これによって周囲空気が噴流内部まで取り込まれ、燃料との混合を促進している。
- (5) 環状渦が数多く存在することから、局所膨張に基づく噴出流による渦生成が生じている可能性がある。
- (6) 遷移点近傍では、比較的厚いすす層が外周部に存在し、噴流内部に生じた乱れ渦がこれを燃料流中へ巻き込むことによって、横断面に複雑な紋様を形成する。これより、外周の高温高粘度層に閉じこめられていても内部ではせん断によって乱れが生じていると推定される。

参考文献

- (1) Crow, S. C. and Champagne, F. H., Orderly Structure in Jet Turbulence, *J. Fluid Mech.*, 48-3, (1971), 547 - 591.
- (2) Yip, B., Fourquette, D. C. and Long, M. B., Three-dimensional Gas Concentration and Gradient Measurements in a Photoacoustically Perturbed Jet, *Applied Optics*, 25-21 (1986), 3919-3923.
- (3) Chen, L. -D. and Roquemore, W. M., Visualization of Jet Flames, *Combust. and Flame*, Vol. 66 (1986), 81-86.
- (4) 飯沼 (編), 燃焼のレーザ計測とモデリング, (1987), 351, 日本機械学会.

第 4 章

粒子画像の相互相関を用いた流速測定法 および測定精度の検討

4.1 緒 言

本章では高乱流場における流動を高精度で捉えるために、微小時間差をもった 2 枚の粒子画像の相互相関によって速度の空間分布を測定する相互相関 PIV を開発し、その測定精度を明らかにするとともに噴流および噴流火炎内の流動計測への適用の可能性について検討する。

ガス流動計測には従来より熱線風速計⁽¹⁾やレーザドップラ流速計⁽²⁾が用いられ、一点における流速の時間変化が求められてきた。しかし、一般の乱流場では種々の寸法をもつ乱れ渦が間欠的に発生し、その分布が時間とともに複雑に変化するので實際上重要な乱流の空間構造を限られた位置での時系列流速データに基づいて推定することは困難である。この立場から近年、流体中に浮遊させた多数のシード粒子の移動を画像を用いて捉えることによって速度の空間分布を求める方法が試みられている。これには粒子の移動を個別に追跡する方法 (Particle Tracking Velocimetry : PTV)⁽³⁾ と粒子の動きを統計的に求める方法 (Particle Image Velocimetry : PIV)⁽⁴⁾ がある。なかでも、PIV はシード条件の制約が少なく实际的であり、噴流⁽⁵⁾や内燃機関⁽⁶⁾のシリンダ内ガス流動計測等に利用され始めている。PIV では通常、実験の簡単さから 1 枚の画像で 2 時刻の粒子分布を捉え、画像自己相関を計算して速度ベクトルを求める。しかし、この方法は流速の向きが確定できない上に誤差が生じやすいため、高乱流場を精度良く解析するには、微小時間における粒子の移動を別々の画像に記録して検出する必要がある。

そこで本章では、微小時間差をもつ 2 枚の粒子画像の画像相互相関によって流速を測定する方法を試みる。さらに、この相互相関 PIV の測定精度を検討するために、実験で得られる粒子分布を模擬した画像を作成し、これに種々の要因が

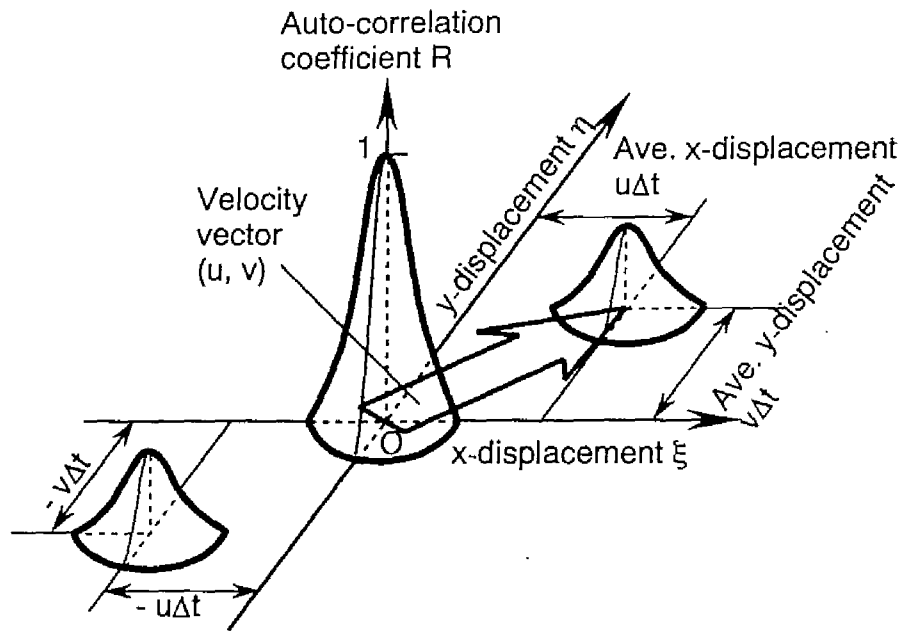


図 4-1 自己相関 PIV における相関係数

作用した際の変化を計算し，誤差を求める．

4.2 相互相関 PIV の原理および解析手順

PIV では，粒子画像を用いて粒子群が流動に載って移動している様子を捉える．その方法としては前述のとおり，微小時間差をもった二重露光によって1枚の画像に2時刻の粒子分布を重ね撮りし，その画像自己相関から粒子の移動を算定する方法と，微小時間差をもった2時刻の粒子分布を別々の画像で捉え，その画像相互相関によって粒子の移動を算定する方法がある．本節では，これら2つの PIV の原理を比較して相互相関 PIV の方が高精度で測定できる見込みがあることを示す．さらに，この方法を用いて速度の空間分布を求める手順について述べる．

まず，自己相関 PIV において得られた二重露光画像から粒子の移動を求めるには，輝度分布の自己相関係数を計算する．図 4-1 はその結果を模式的に表し

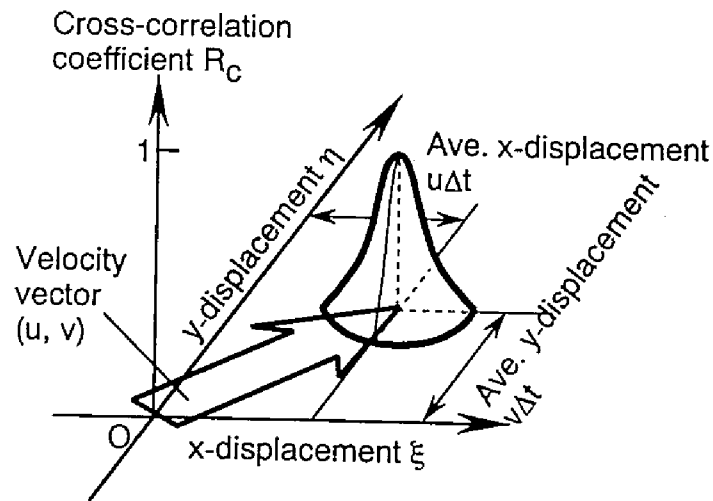


図 4-2 相互相関 PIV における相関係数

ており，輝度分布を表す関数 $I(x, y)$ の自己相関係数 $R(\xi, \eta)$ とは， $I(x, y) \cdot I(x+\xi, y+\eta)$ を面積積分した値を原点の値で正規化したものである．容易に判るように $\xi = \eta = 0$ において極大をもち， ξ, η が大きくなると無相関となるから R は低い値となるが，もしも図のように原点以外の特定な ξ, η の位置にピークが存在するならば，その位置が 2 回のシート光照射の間に移動したことによって相関が保持されている点を表しているとみなすことができる．したがって，その方向から照射面内の移動方向が，その位置の原点からの変化量を時間差で割った値から流速がわかる．ただし，自己相関のピークは原点と対称の位置にもあって，流れの正逆は判別できないので，周囲の状況から判別しなければならない．これに対して，後者の相互相関 PIV では，得られた 2 画像間において輝度分布の相互相関係数 R_c を計算する．図 4-2 はその結果を模式的に表しており，図のように ξ, η の位置に存在するピークの位置が粒子の移動によって相関が保持されている点，つまり 2 画像間において粒子分布のパターンが最もよく似ている位置を表している．自己相関 PIV と比較すると，粒子の移動した向きが一意的に定まり，粒子画像の持つ情報量も多いことから測定精度を大幅に向上できる見込みがある．ただし，2 枚の画像の空間的対応が正確でなければ速度ベ

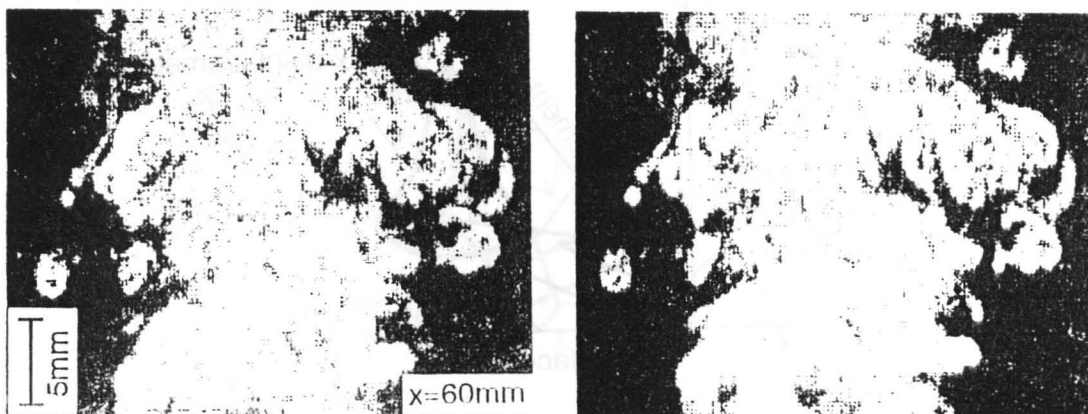


図 4-3 微小時間差をもったレーザシート画像（右は左の 0.2 ms 後）

クトルの大きな誤差を生むので，空間的位置決めを厳密に行う必要がある．

この相互相関 PIV を噴流に適用し，流速分布を求める手順を以下に示す．まず，図 4-3 はレーザシート法によって得られた 0.2 ms の時間間隔をもつ 2 枚の粒子画像の例であり，ノズル出口流速 $u_j = 17.6$ m/s (出口レイノルズ数 $Re = 5000$) の窒素噴流においてノズルからの距離 $x = 60$ mm で得られた撮影像を示す．これによると，噴流境界の空気取り込み渦が変形する様子や内部の乱れ渦の移動が捉えられており，粒子分布パターンが下流に移動する様子が見られることから，これら 2 枚の画像を比較すれば速度ベクトルの空間分布を求めることができる．

速度を求める際の相関関数の計算は一辺の長さ l の正方形領域で行う． l は小さいほど流速計測の空間分解能が良いが，小さすぎると測定領域中で粒子分布の特徴が明瞭に捉えられないため極大点を明確に決定できなくなる⁽⁷⁾．図 4-4 は図 4-3 の処理画像内の一点を中心にして， l を (a) 0.7mm，(b) 1.3mm，(c) 2.0mm，(d) 2.6mm とした場合に計算される相互相関係数 R_c を等高線表示した結果の例である．これによると， l が小さい場合には複数個の極大が生じるが， l の増大とともに滑らかな関数となり極大点位置を明確に決定できる．これらを考慮し

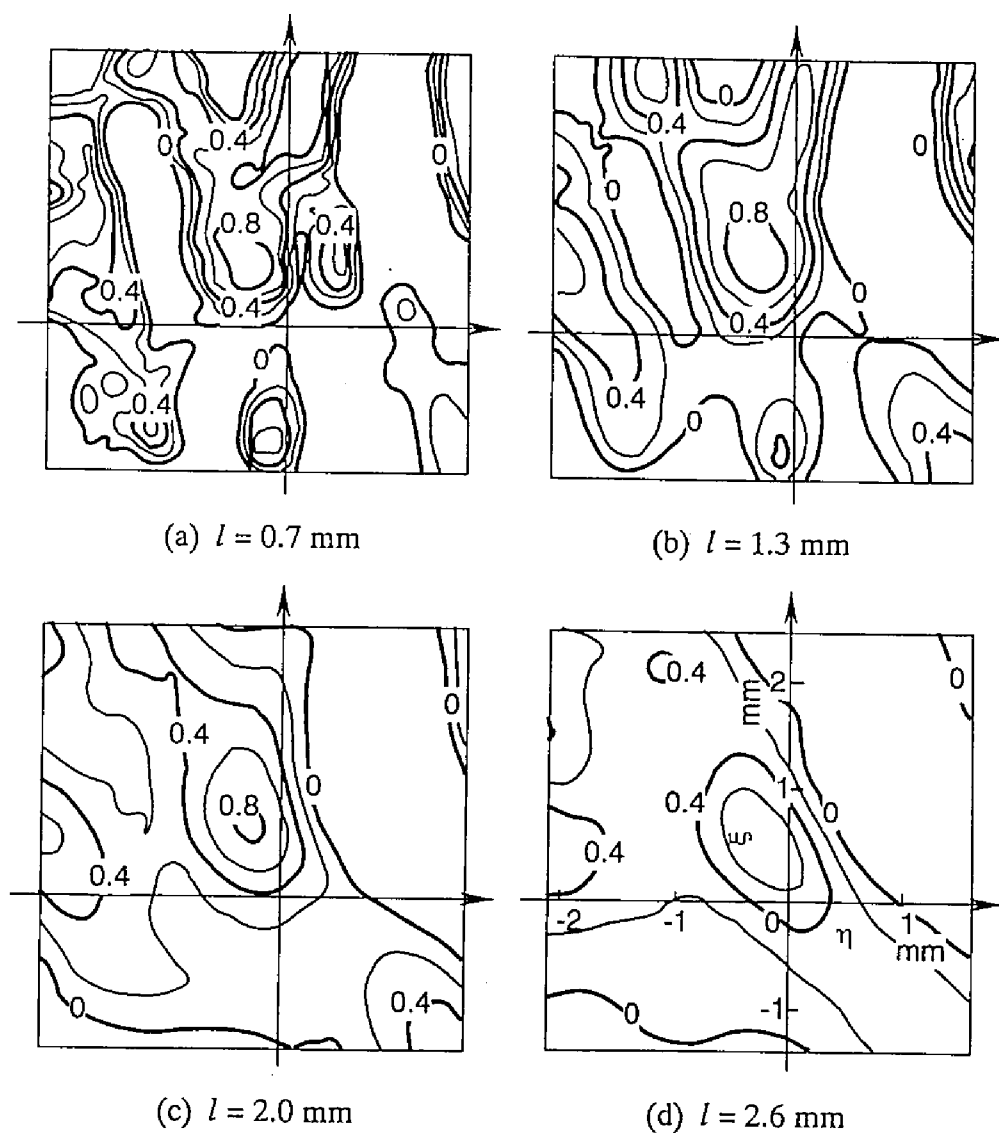
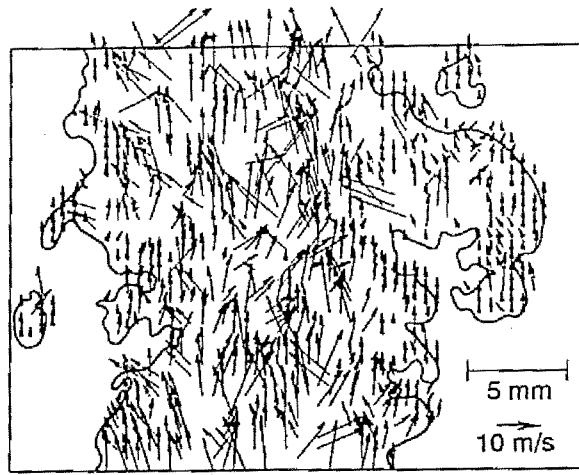
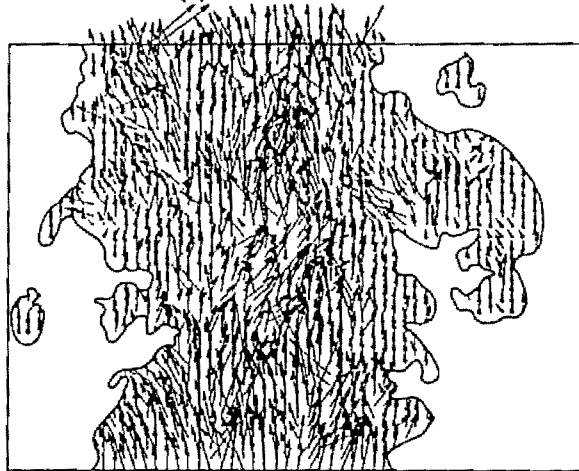


図 4-4 種々の l に対する相互相関係数の R_c の分布

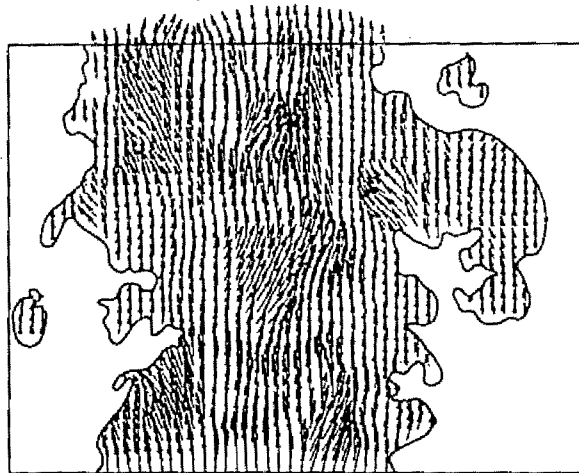
て、ここではまず $l = 1.3 \text{ mm}$ として極大の位置を求め、 $l = 2.6 \text{ mm}$ とした場合と結果が極端に異なるものは誤差が大きいとみなして取り除き、抜けた点は距離に反比例した重みをつけて周囲の値を平均して内挿する。図 4-5 に、以上の手順で相関処理して求められる速度ベクトルの例を示す。(a) は図 4-3 の画像を



(a) 原データ



(b) ベクトルの内挿



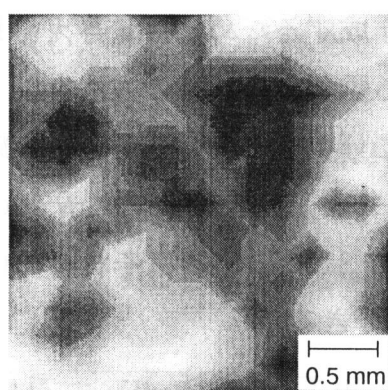
(c) 瞬時速度分布

図 4-5 速度ベクトル分布の計算手順

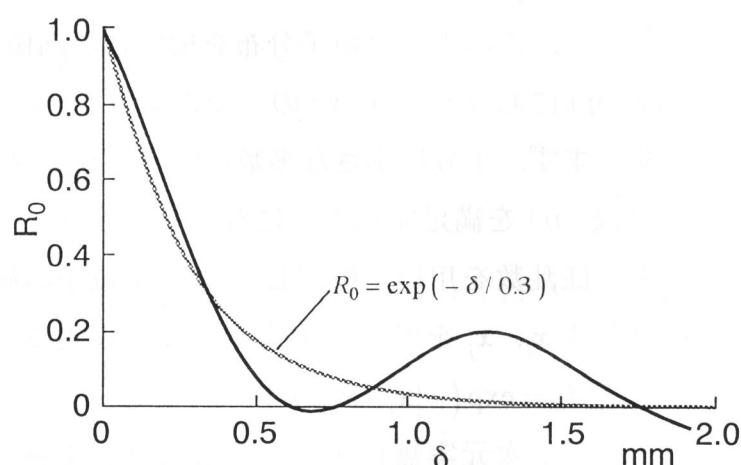
0.55 mm の間隔で速度を求め（以下この間隔をマッピング間隔とする）， l による変化が大きいものを除いた結果である．これにもとづいて，抜けたデータを内挿して(b) のベクトル分布を得た後，(c) のようにマッピング間隔の標準偏差をもつ二次元ガウス分布の重み付け平均で平滑化処理を施す．これにより，速度ベクトルに載るランダムな高波数雑音を除き，次章で用いるような乱れ特性計算の際の微分処理に伴う誤差を軽減する⁽⁶⁾．以上の方法により，効率の良い計算機処理が可能となって，種々の条件において速度分布を求めることができる．

4.3 誤差の検討

本節では，相互相関 PIV の測定精度を検討する．このために実験で得られる粒子分布を模擬した画像を作成し，それとその画像の粒子分布が全体の平行移動を伴わずに一部だけが変化した画像との相互相関関数を計算する．ここで2枚の画像間における粒子分布の変化が小さければ相互相関の極大の位置は原点となるが，変化が大きければ極大の位置が原点からずれるので，これを測定誤差とみなすことができる．



(a) 原画像



(b) 自己相関係数

図 4-6 粒子画像およびその自己相関係数の例

相互相関 PIV では前述のとおり測定領域を設定し、輝度分布の相互相関を計算することによってパターンマッチングを行う。そのため、測定領域内に輝度むらの特徴的なパターンがどの程度含まれているかによって、測定精度が変化すると考えられる。そこでここでは、輝度むらの特性を輝度分布の自己相関関数を用いて表す。まず、実験で得られた粒子画像の例として図 4-6 (a) に図 4-3 の原画像内における一辺 2.85 mm の正方形の画像を示す。粒子画像では輝度の高い所が偏って存在しており、粒子分布の特徴を捉えるには前節で示したように 1.5 mm 程度の領域が必要であることが判る。さらに、この粒子分布の自己相関係数 $R(\xi, \eta)$ を式 (4-1) によって計算する。

$$R(\xi, \eta) = \frac{\langle\langle I(x, y) - \langle I \rangle \rangle \times \langle I(x + \xi, y + \eta) - \langle I \rangle \rangle\rangle}{\sqrt{\langle\langle I(x, y) - \langle I \rangle \rangle^2\rangle} \times \sqrt{\langle\langle I(x + \xi, y + \eta) - \langle I \rangle \rangle^2\rangle}} \quad (4-1)$$

ξ, η はそれぞれ x および y 方向の変位、 $\langle \rangle$ は空間平均を示す。図 4-6 (b) に (a) の画像における $R(\xi, \eta)$ を x および y 方向の変位の絶対値 δ に対して平均した値 $R_0(\delta) = \{R(\delta, 0) + R(0, \delta)\} / 2$ を示す。併せて、 R_0 を次式のような指数関数を用いて近似する。

$$R_0(\delta) = \exp(-\delta/k) \quad (4-2)$$

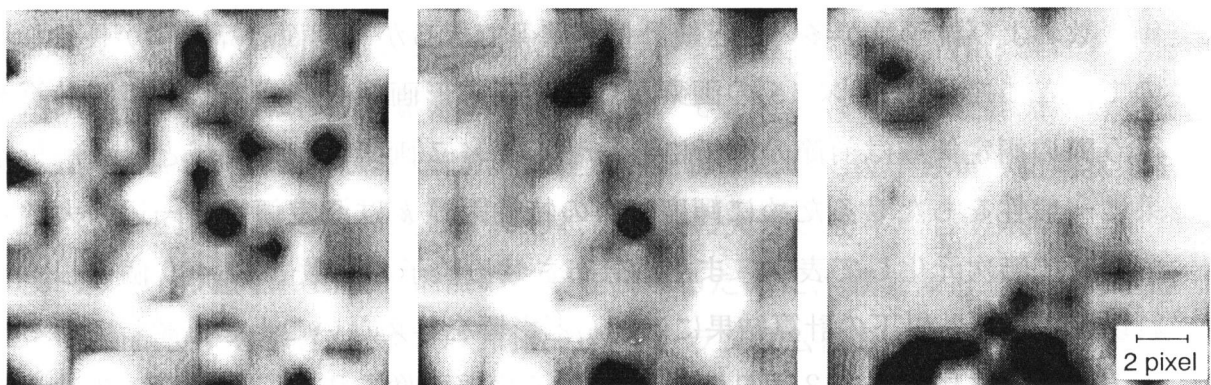
例えばここで用いた画像では、特性距離 k は 0.3 mm 程度であることがわかる。なお、 k が小さければ一様ランダムに近く、大きければ粒子分布に偏りがあることを表す。

そこで、このような粒子分布を模擬した画像を作成するためには、与えられた $R(\xi, \eta)$ における $I(x, y)$ の一つの実現を定める必要があり、その方法を以下に示す。まず、十分に小さな多数の粒子がランダムに分布するとし、各粒子の輝度が $R(\xi, \eta)$ を満足するように与える。すなわち、二次元測定領域内に N 個の粒子を一様乱数を用いて配置し、第 i, j 粒子の輝度 I_{pi}, I_{pj} の相関はそれらの位置ベクトル x_i, x_j を用いて次式のように表すことができる。

$$I_{pi} I_{pj} = \exp(-|x_i - x_j|/k) \quad (4-3)$$

つぎに、 N 次元実無相関ランダムベクトル w

$$w = \begin{pmatrix} w_1 \\ w_2 \\ \vdots \\ w_N \end{pmatrix} \quad \text{ただし, } \overline{w_i} = 0, \overline{w_i^2} = 1 \\ \overline{w_i w_j} = 0 \quad (i \neq j) \quad (4-4)$$



$k = 0$

$k = 0.2$

$k = 0.4$

図 4-7 種々の k における模擬画像

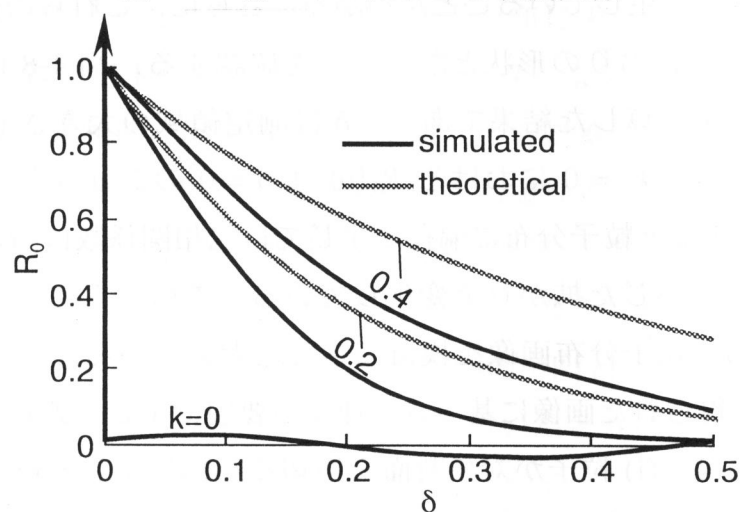


図 4-8 模擬画像の自己相関係数

を導入し、各粒子の輝度をもつベクトル I_p と w が行列 B により

$$I_p = Bw \quad (4-5)$$

で表されるとすると、式 (4-4) の関係より

$$\overline{I_{pi} I_{pj}} = \sum_m b_{im} b_{jm} \quad (4-6)$$

このようにすると、オイラー相関を要素とする行列 A ($a_{ij} = \overline{I_{pi} I_{pj}}$) は式 (4-6) より

$$A = \overline{Bw (Bw)^T} = B \overline{w w^T} B^T = B B^T \quad (4-7)$$

粒子の偏り k が指定されていれば輝度相関の式 (4-3) で A を定め、式 (4-7) より修正コレスキー法を用いて B を計算できる⁽⁸⁾。したがって、 w を正規乱数により与えれば、式 (4-5) より I_p が予測できる。この方法で画像をつくる場合、

画素数および粒子数が多いほど統計量が確保できるが、反面計算時間が長くなるので、ここでは、 15×15 の画素からなる正方形画像を作成する。相関計算を行う際の測定領域は前節の解析にあわせて 7×7 画素の正方領域とし、解析結果に一般性をもたせるために輝度分布の特性距離 k は測定領域の一辺の大きさで割って無次元化して表す。また、分布させる粒子の総数 N は 400 個とし、これ以上増しても以下の計算結果にほとんど影響を与えないことを確認してある。

上記の方法によって 3 通りの k における模擬画像を作成した。図 4-7 はその結果で、 $k=0$ は一様ランダム分布の場合であり、 k の値が大きくなるにしたがって粒子分布に偏りが生じていることがわかる。さらに、これらの画像の自己相関係数が指定されたとおりの形状となることを確認する。図 4-8 は図 4-7 の画像において $R_0(\delta)$ を計算した結果であり、 δ は測定領域の大きさ (7 画素) に対する相対値で表わす。 $k=0$ における $R_0(\delta)$ は $\delta=0$ のショットノイズのみとなる。 k を大きくすると粒子分布に偏在が生じて自己相関係数は指数関数となり、ほぼ指定した k に応じた拡がりで変化している。このように、上記の推定法で任意の偏りをもつ粒子分布画像を模擬できると考えられる。

以上の方法で得られた画像に基づき、種々の要因で生じる誤差を個別に評価した。誤差要因には、(i) 粒子が対象断面を横切るために生じる粒子の出現・消滅に対する影響、(ii) 測定領域の大きさに比べて十分に小さなスケールの乱れに

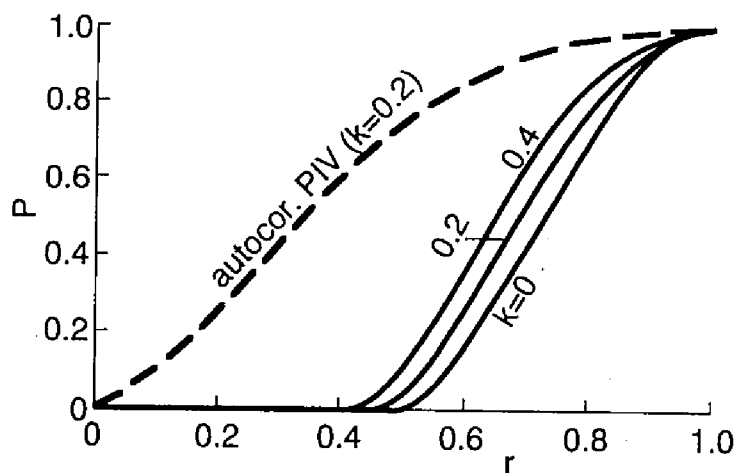


図 4-9 粒子の生成・消滅による誤差確率

よって粒子位置が変化することに対応するランダム運動の影響, (iii) 渦による旋回流に対応する回転移動の影響が考えられる. そこでこれらの誤差要因に対する測定精度を計算する際には, 統計的な確かさを保つために粒子分布の初期状態を変えて 20 回の試行を繰り返し, 得られた誤差の大きさを平均して示す.

まず, (i) の粒子の出現・消滅の影響を調べるために, 原画像とそれから r の比率の画像粒子を除き, 代わりに同数の粒子をランダムに分布させた画像の相互相関係数を計算した. 図 4-9 はその結果であり, 相互相関の極大が原点からずれる確率 P を種々の k の場合について示す. $k = 0$ の一様ランダムな粒子分布では, $r > 0.5$ で P が r とともに増加し, 粒子分布に $k = 0.4$ の偏りがあっても若干小さい r で誤差が生じるだけで P はさほど変わらない. 言い換えれば, ほぼ半数の画像粒子が無相関に出現あるいは消滅しても誤差はほとんど生じない. 図中の破線は一枚の画像に 2 時刻の粒子分布を重ね撮りする方法, いわゆる自己相関 PIV を模擬した場合の誤差を推定したものである. ここでは, 誤差を含む画像内の全粒子を x, y 方向に 2 画素平行移動したものを原画像に重ね合わせて 1 枚の画像を作り, その自己相関係数の第 2 極大値が平行移動とは異なった位置に生じる確率を求めた. 図は $k = 0.2$ の原画像を用いたときの結果であり, 粒子の出現・消滅の割合にほぼ比例して誤差が増大している. したがって, 測定断面を横切る流れがあれば自己相関 PIV では速度ベクトルを誤って認識する可能性が

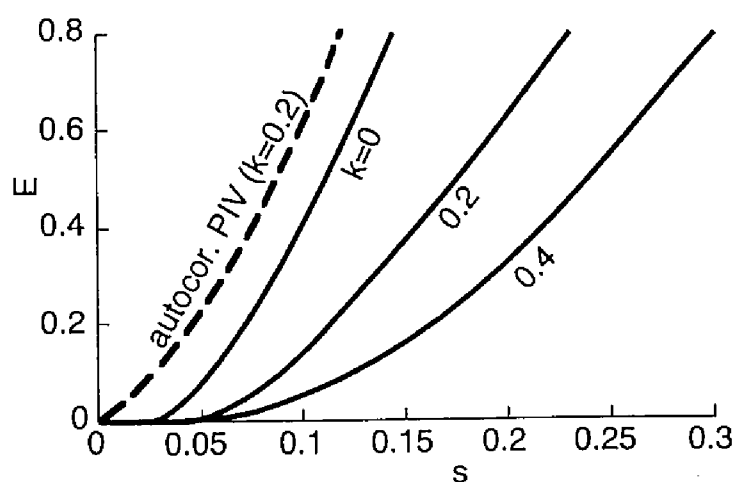


図 4-10 粒子のランダム運動による誤差

高く、とくに粒子分布に偏りの少なく一様ランダムに近い画像を用いる場合には、相互相関 PIV の方がはるかに誤差を生じにくい。これは 2 枚の画像を用いる方がそれだけ情報量が多いためであり、複雑な流れ場を対象とする測定には相互相関 PIV が望ましい。また、自己相関 PIV を実施するさいには、シート光の厚さを増すことにより、時間差内に測定面を横切って 2 画像間で無相関となる粒子をなるべく少なくする工夫が必要といえる。

つぎに、(ii) のランダム運動による誤差について検討するために、原画像とその全粒子の位置を標準偏差 s の正規乱数に従ってランダムに移動させた画像との相互相関係数を計算し、極大点が原点からずれる平均距離 E を求めた。図 4-10 に、3 種類の k について計算した結果を s に対して示す。ただし別の画像を用いる場合への適用性を考慮して、 s および E は測定領域の大きさ (7 画素) に対する相対値で表す。図によると、ランダム運動の誤差は s とともに指数関数的に増加し、粒子分布に偏りがある方が小さい。これは、粒子分布が偏在していることによって、そのスケールよりも小さなスケールで個々の粒子がランダムに移動しても分布パターンはある程度保持されるためである。この結果に基づいて、噴流内ガス流動計測に適用する際の誤差を見積もる。ここで仮に、前節で対象とした流れ場を実効乱れ強度 $u' = 2 \text{ m/s}$ 、積分スケール $L_I = 3 \text{ mm}$ の一様等方性乱流とし、これを一辺 1.3 mm の正方形の領域で 2 画像の時間間隔を 0.2 ms

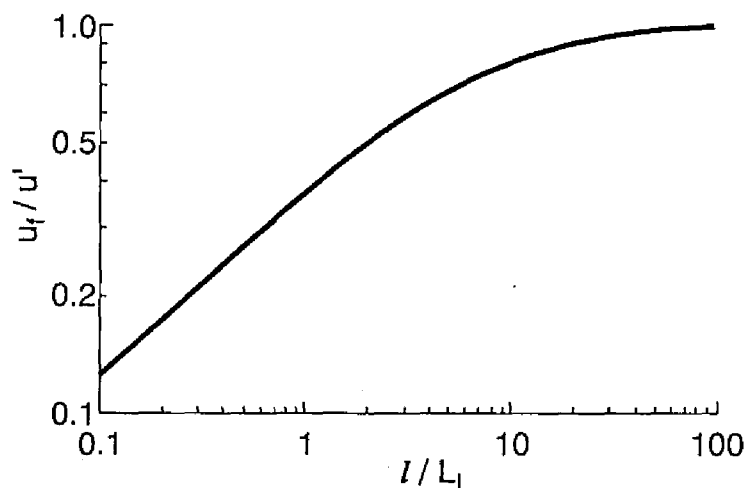


図 4-11 測定領域と変動速度強度の関係

で計測したとする。通常、積分スケールよりも小さな領域における変動速度強度は実効乱れ強度よりも小さな値をとり、その関係は理論的に求められている⁹⁾。図 4-11 は積分スケール L_f と測定領域 l の比 l/L_f に対する実行乱れ強度 u' と変動速度強度 u_f の比 u_f/u' の値である。上記の条件では、 l/L_f は 0.43 であり、この際 $u_f/u' = 0.22$ すなわち $u_f = 0.44$ m/s となる。これは 0.2 ms において 0.088 mm の移動量であり l に対する比では $s = 0.066$ に相当する。図 4-10 の $k = 0.2$ の条件では $E = 0.038$ となって、測定流速の大きさにかかわらず約 0.25 m/s の誤差を含むと予測される。しかし、この値はシード粒子がランダム運動をした場合であり、実際の乱流運動では速度の変動がスケールを持っているためにこの誤差はやや小さくなる。さらに、この誤差を軽減するには、シード方法を工夫して、より粒子分布が偏在した画像を用いること、測定領域をさらに小さくすること、画像の空間分解能を高めることなどが有効といえる。また、図中には図 4-9 と同様の方法で算出した自己相関 PIV の誤差を合わせて示しており、相互相関 PIV の方がかなり誤差は小さいことがわかる。

最後に、(iii) の旋回運動による誤差を求めるために、原画像とその全粒子を測定領域の原点を中心に θ だけ回転させた画像との相互相関の極大位置移動量 E を計算した。図 4-12 にそれぞれの k について推定した θ に対する E の変化を、

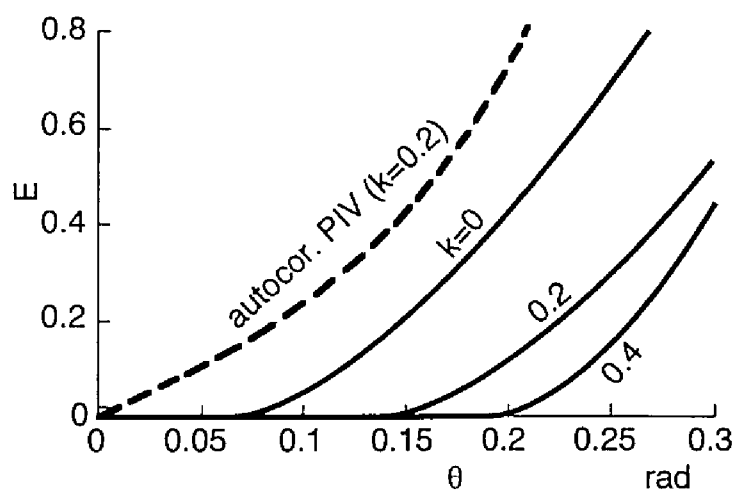


図 4-12 粒子の回転運動による誤差

自己相関 PIV の場合と併せて示す。ランダム運動と同様、 k の大きい粒子分布の方が誤差は小さく、 $k = 0.2$ の画像を用いた相互相関 PIV では 2 画像間の粒子分布が $0.15 \text{ rad} (8^\circ)$ 程度回転してもほとんど誤差は生じない。これに対し、自己相関 PIV では大きな誤差となることがわかる。

4.4 結 言

以上、高乱流場において二次元速度分布を計測する手法として有望な相互相関 PIV を開発するとともに、実測と同様の偏在をもつ粒子分布画像を模擬し、これに基づいて種々の要因による測定誤差を個別に評価した。その結果以下のことが判った。

- (1) 2 画像を用いる相互相関 PIV は従来の自己相関 PIV に比べて情報量が多く、そのため種々の要因によって生じる誤差は小さい。
- (2) 微小時間における粒子の出現・消滅による誤差は、できるだけ粒子を一様にシードする方が小さい。
- (3) ランダム運動および回転運動による誤差は、粒子分布にある程度偏りがある方が小さい。

以上のことより、相互相関 PIV はあらゆる誤差要因に対して自己相関 PIV よりも優れていることが示された。さらに、ランダム運動と回転運動に対しては粒子分布の偏りが大きいほど誤差が小さく、粒子の消滅や出現に対しては一様ランダムに近い分布が望ましいことから、対象とする流れやとくに抑えたい誤差によって適切なシード条件および測定領域を選ぶ必要がある。

参考文献

- (1) Champagne, F. H., The Fine-Scale Structure of the Turbulence Velocity Field, *J. Fluid Mech.*, 86-1 (1978), 67-108.
- (2) 池上・塩路・石山, 光電子相関レーザ・ドップラー法による輝炎内の流れの測定, 日本機械学会, 49-438, B (1983), 517-525.
- (3) 小林・佐賀, 流跡写真から如何にして速度情報を得るか, 流れの可視化, 6-20 (1986), 42-49.
- (4) Adrian, R. J., Image Shifting Technique to Resolve Directional Ambiguity in Double-Pulsed Velocimetry, *Applied Optics*, 25-21 (1986), 3855-3858.
- (5) Landreth, C. C. and Adrian, R. J., Electrooptical Image Shifting for Particle Image Velocimetry, *Applied Optics*, 27-20 (1988), 4216-4220.
- (6) Reuss, D. L., Adrian, R. J. and Landreth, C. C., Two-Dimensional Velocity Measurements in a Laminar Flame Using Particle Image Velocimetry, *Comb. Sci. and Tech.*, 67 (1989), 73-83.
- (7) 塩路・紀本・岡本・池上, 画像処理によるディーゼル火炎の解析, 日本機械学会, 54-504, B (1988), 2228-2235.
- (8) Desjonqueres, P., Berlemont, A. and Gouesbet, G., Lagrangian Simulation of a Two Phase Turbulent Round Jet, *Proc. of Sixth Symp. on turbulent shear flows*, 21-3, (1987), 1-5.
- (9) 池上・塩路・魏, レーザホモダイン法による乱れの測定, 日本機械学会, 51-471, B (1985), 3699-3705.

第 5 章

噴流および噴流火炎内のガス流動解析

5.1 緒 言

本章では前章で示した相互相関 PIV の手法を噴流および噴流火炎に適用し、速度の空間分布を求めるとともに空間変動速度および渦度等の乱れ特性量の空間分布を計算する。この結果に基づいて、乱れ渦の生成・発達および消滅過程を検討し、それらの過程に及ぼす燃焼の作用について考察する。

第 3 章では噴流および噴流火炎内に発生する乱れ渦の状況を明らかにするために種々の断面をレーザシート法を用いて可視化観察を行った。その結果をまとめると、まず噴流に関しては、(1) 比較的大規模な空気飲み込み渦が形成されており、その内部に多数の小さな渦が分布していること、(2) 噴流境界には非定常の間欠流あるいは加速流に見られる環状渦が明確に観察され、それらの突出部では周囲流中への吹き出し、逆に凹部では噴流中へ引き込む方向に発達していることが示された。さらに噴流火炎においては(3) 乱れ渦は非燃焼噴流よりもはるかに粗大であり、薄いすす層が幾重かに巻き込まれた形状で分布していること、(4) 観察される乱れ渦はいずれも環状渦の任意の断面に類似していることが明らかになった。これらの観察によると、噴流および噴流火炎内では非定常な流動が支配的であることを示唆しており、乱流混合過程はこのような流れに強く影響を受けると推定できる。さらに、前章の結果では相互相関 PIV は従来の自己相関 PIV に比べて測定精度に優れていることが示され、噴流および噴流火炎内のガス流動および燃料空気混合機構の解明に有用な知見を与えることが期待される。

そこで本章では、噴流および噴流火炎内ガス流動解析に相互相関 PIV を適用し、空間変動速度および渦度の空間分布を詳しく観察することにより乱流混合機構について検討する。とくに第 3 章で述べた噴流火炎内に生じる環状渦の動きに注目して解析を行い、その生成状況および燃料-空気混合への作用について明ら

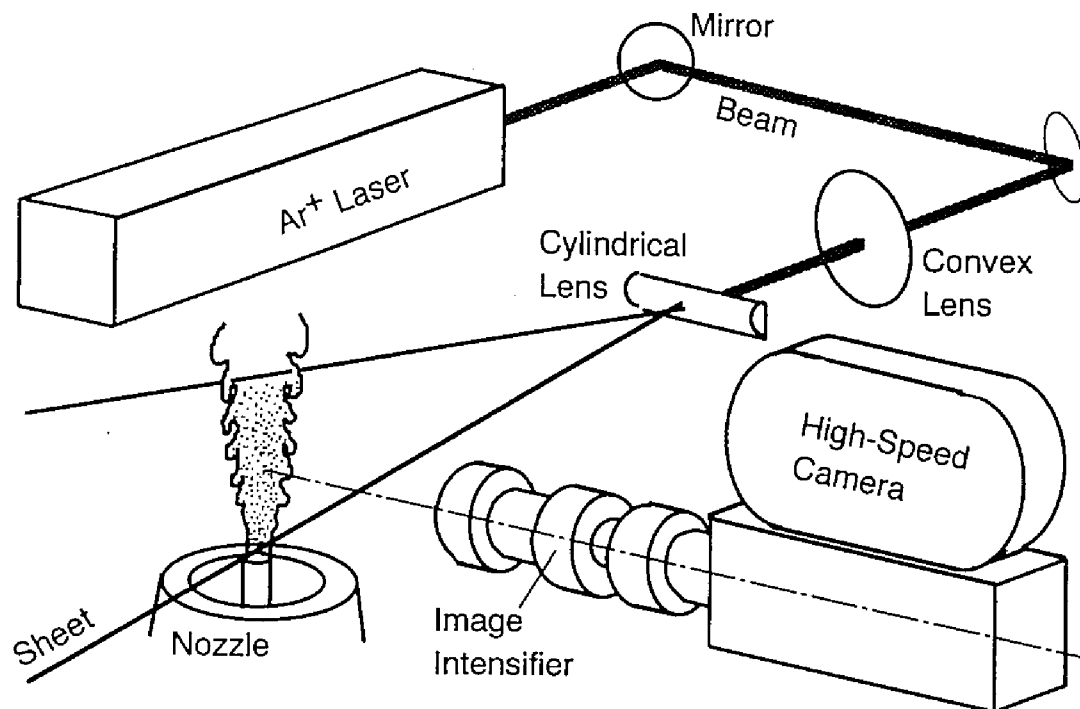


図 5-1 非燃焼噴流のための光学系の概略

かにする。

5.2 実験装置および方法

相互相関 PIV では前章で示したとおり粒子分布の移動を微小時間差を持った 2 画像によって捉え、測定領域において画像の相互相関を計算し、その極大の位置から粒子の移動量すなわち流速を求める。そこで、非燃焼噴流ならびに輝炎の発光を伴った噴流火炎を対象として微小時間差を持った粒子画像を得るための実験装置および方法を示す。

まず、非燃焼噴流を対象とした場合は、連続発光のレーザをシート状にして照射し、その散乱光を高速度カメラによって撮影する。図 5-1 はそのための光学系であり、シート光の光源には連続発振 Ar イオンレーザー (スペクトラフィジックス Model 2016 - 05S, 出力 2.0 W, ビーム径 1.4 mm) を波長 514.5 nm で用

いるとともに、凸レンズおよび円筒レンズを組み合わせ、幅 22 mm、厚さ約 0.1 mm のシート状にして測定部へ照射する。噴流の可視化には第 3 章と同様に酸化チタン粒子を用い、噴流中で四塩化チタンと加湿空気とを合わせることで発生させシードする。酸化チタン粒子からの散乱光は微弱で高速度写真では散乱像を鮮明に捉えることはできないので、イメージインテンシファイヤ（浜松ホトニクス C2925）を使用し、蛍光面上の像を高速度カメラ（ナック E-10）により設定速度 5 000 pps、シャッタースピード 40 μ s で撮影する。

これに対して噴流火炎を対象とする場合には、トレーサ粒子からの散乱光に比べて輝炎の発光強度が高いため、同じ光学系では PIV 解析のための鮮明な粒子画像を得ることができない。そのため、ここでは図 5-2 に示すように高出力の YAG パルスレーザ（スペクトラフィジックス社製 DCR-11 532.0 nm）を光源とし、2 組の受光系を用いて 2 時刻のレーザシート写真を別々に撮像する。すなわち、YAG パルスレーザによって 2 回のパルス光（時間幅約 10 ns）を 100 μ s

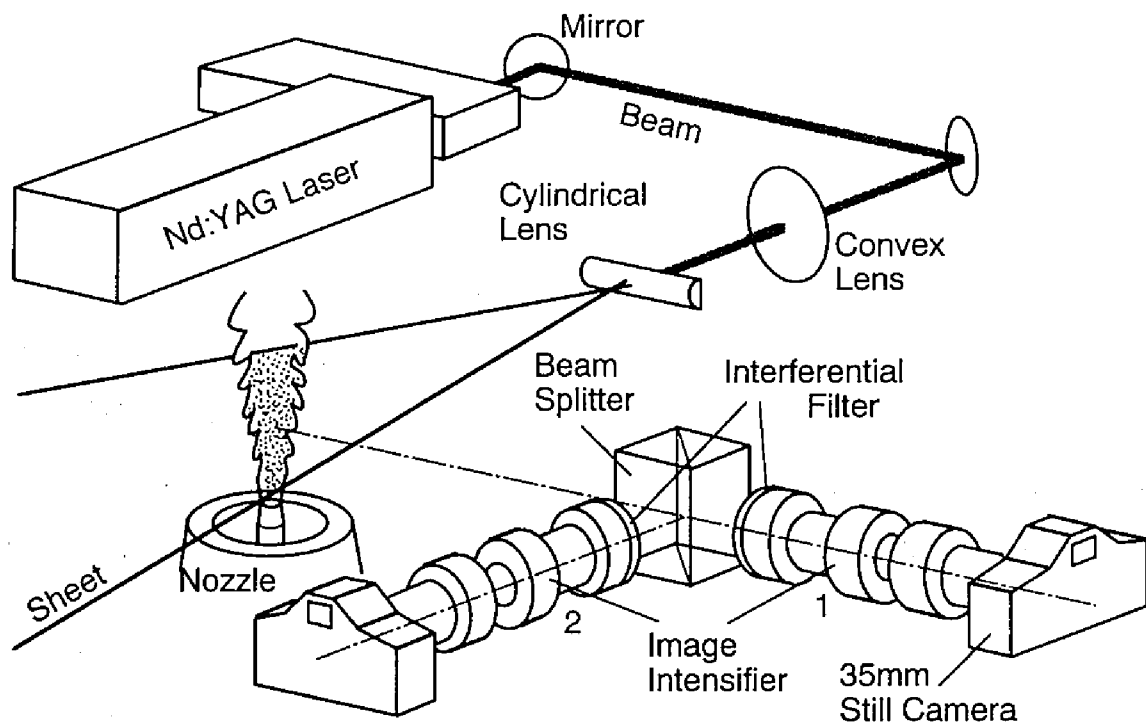


図 5-2 噴流火炎のための光学系の概略

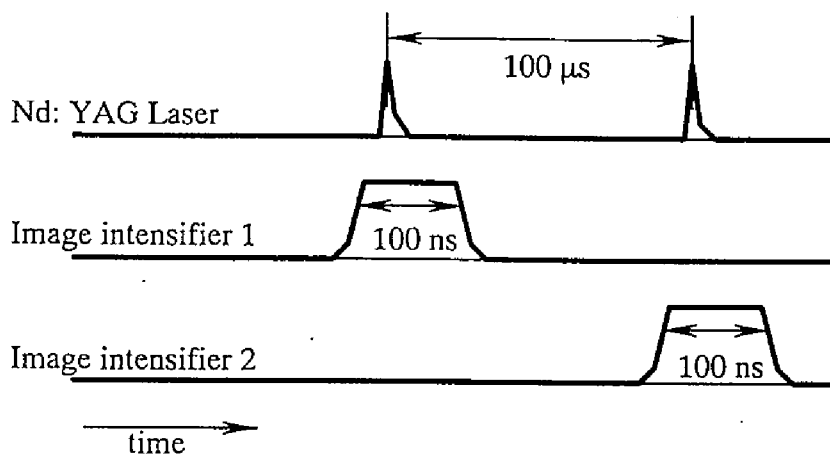


図 5-3 レーザ発光およびゲートのタイミングチャート

の間隔でつくり，凸レンズおよび円筒レンズを組み合わせで幅 40 mm，厚さ 50 μm のシート状にして測定部に照射する．散乱像はプリズムによって 2 画像に分割した後，それぞれ干渉フィルタを介して，2 台のイメージンテンシファイヤの蛍光面に捉え，それを 35 mm スチルカメラで撮影する．そのさい，図 5-3 に示すように各イメージンテンシファイヤの高速ゲート（約 100 ns）をレーザパルス光に同期することにより，輝炎の発光を含まない 100 μs の時間差の 2 画像を得ることができる．

解析の対象とする噴流および噴流火炎は，内径 4 mm の直管ノズルから大気中の鉛直上方に窒素およびエチレンを噴出してつくり，その際のノズル出口流速はどちらも $u_j = 17.6 \text{ m/s}$ とする．これらは出口レイノルズ数 $Re = 5\,000, 8\,750$ に対応する．画像処理には京都大学大型計算機センターの画像処理システム (FIVIS) を使い，輝度に対応するフィルムネガの黒化度を，カラーイメージスキャナ (富士通 FACOM 6516A) によって透過光方式で検出する．その際，透過光強度を 0～255 の整数に量子化した値を濃度値とする．スキャナの分解能はフィルム上で 35 μm であり，対象物の実寸では高速度カメラを使用した場合は 0.19 mm，35 mm スチルカメラを使用した場合は 0.17 mm に相当する．

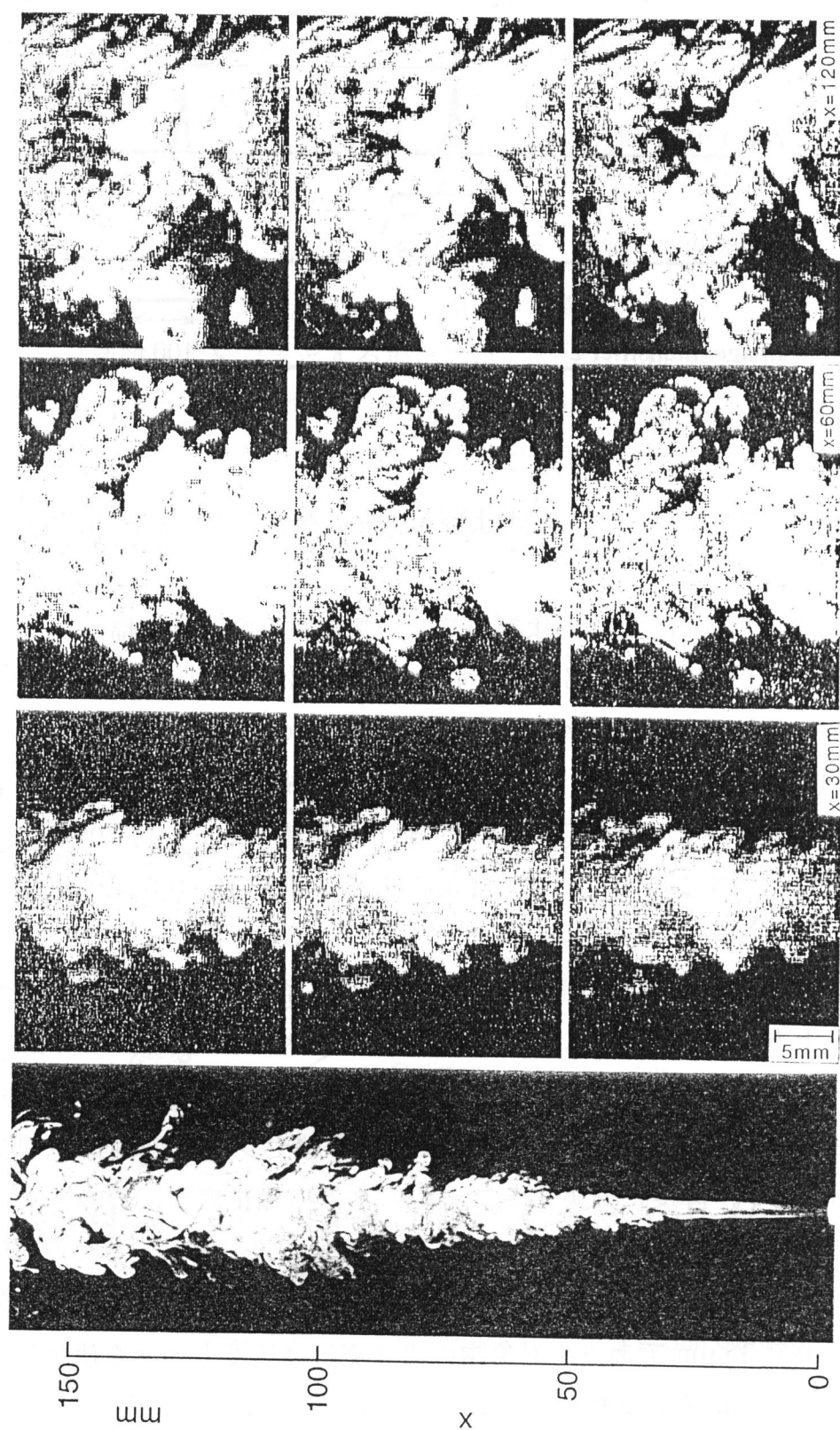


図 5-4 窒素噴流のレーザーシート画像 (時間は下から上に経過)

5.3 噴流におけるガス流動解析

5.3.1 可視化画像

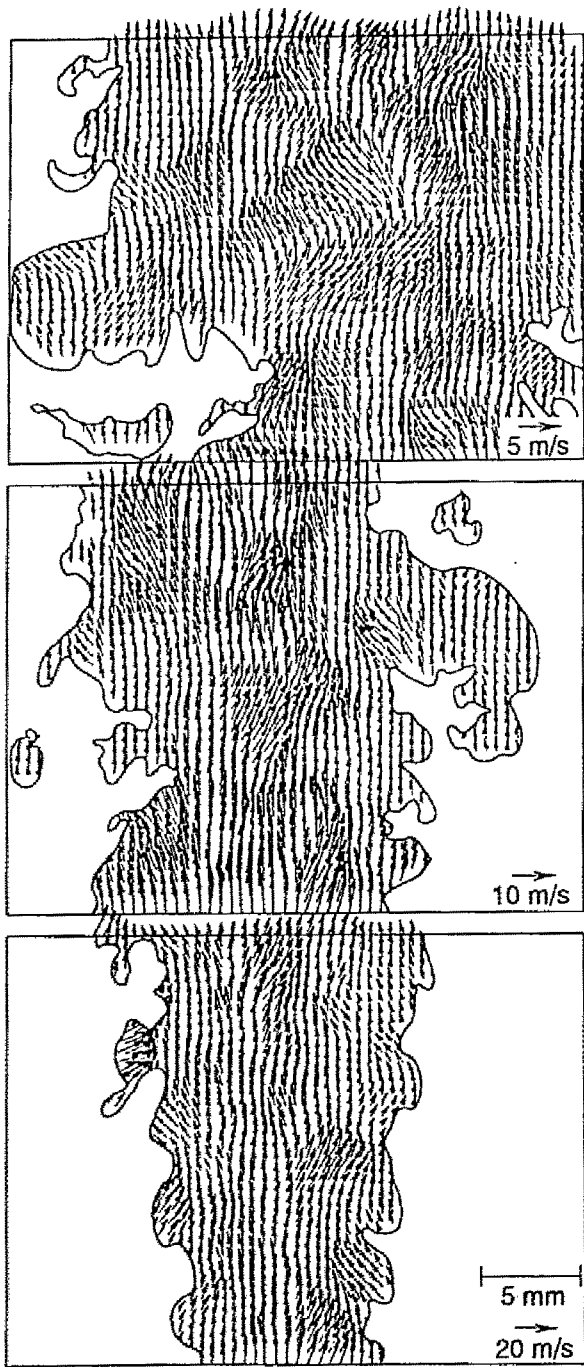
まずはじめに、窒素噴流における種々の断面の高速度撮影を行った。図 5-4 に全体像およびノズルからの距離 $x = 30 \text{ mm}$, 60 mm , 120 mm の位置で 0.2 ms 毎に得られた部分撮影像の例を濃淡画像で示す。噴流内にはノズル近くから大小の乱れ渦が分布し、下流ほど大きな集まりを形成している。連続画像では噴流境界の空気取り込み渦が徐々に変形する様子や内部の乱れ渦の移動が捉えられており、時間差のある 2 枚の画像に前章に示した相互相関 PIV を適用すれば速度ベクトルの空間分布を求めることができる。

5.3.2 速度分布

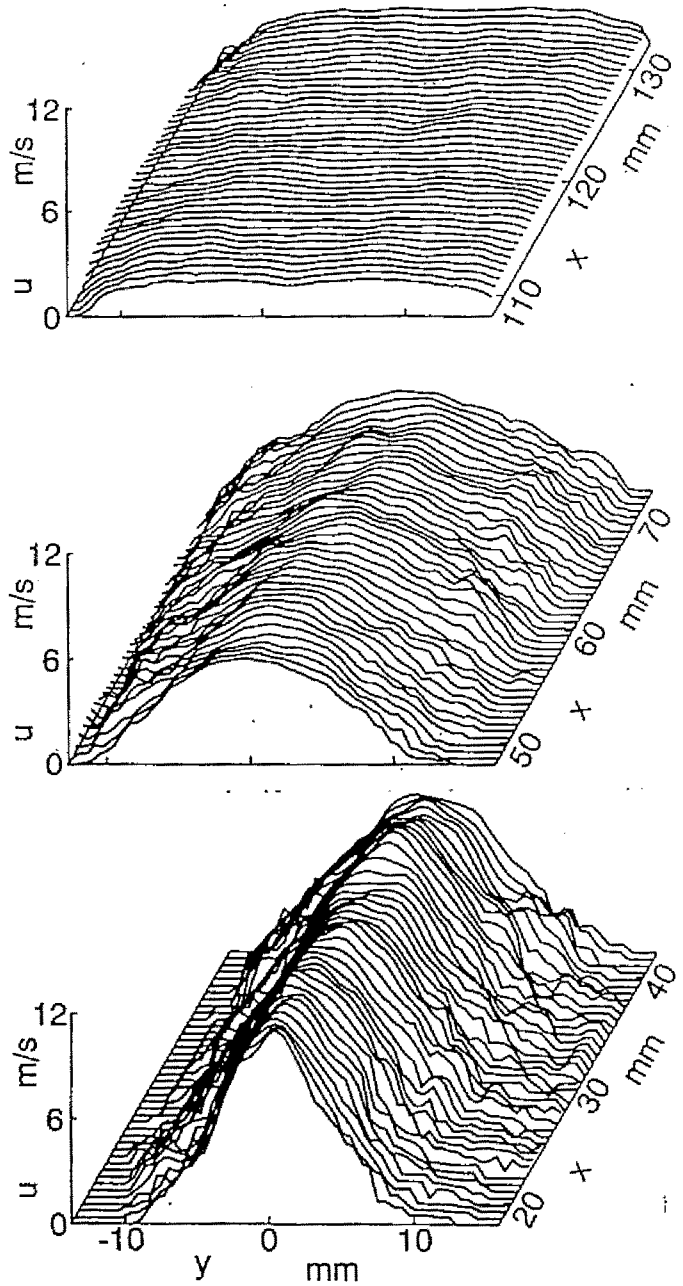
相互相関 PIV の方法を用い、窒素噴流の $x = 30$, 60 , 120 mm の断面における速度分布を求めた。ただし、測定領域の一辺は 1.3 mm 、ベクトルのマッピング間隔は 0.55 mm である。図 5-5 (a) は瞬時速度ベクトルの一例であり、上流では流れが強く湾曲するのに対し、 $x = 120 \text{ mm}$ では曲がりが緩やかになること、周囲空気とのせん断によって噴流境界が大きく変形することなど、噴流内部および境界におけるガス流動状況が観察される。さらに、(b) は (a) のような速度ベクトル分布を 4 ms 毎に 25 回求め、それらの軸方向流速 u をそれぞれの (x, y) 位置でアンサンブル平均した結果を示す。ここで、 y は中心軸からの距離で画像の右方向を正とし、噴流境界外側の流速を求められないデータは十分に流速の小さい周囲流体とみなし 0 として計算した。平均流速はいずれの断面でも中心で高く外側で低い軸対称のガウス分布に近い形状となっており、下流ほど噴流幅が広がって流速が減少している。ここで求めた流速分布は、シード粒子を含む噴流内の流速のみの比較的短い時間における平均であるが、軸対称自由噴流の解析解^(例えば)に類似した結果が得られており、本計測法の妥当性が示される。

5.3.3 乱れ特性量の瞬間分布

図 5-5 (a)の瞬間流速分布では平均的な流動状況は把握できるものの、實際上



(a) 瞬時速度ベクトル



(b) 軸方向平均流速

図 5-5 $x = 30, 60, 120$ mm 断面における速度分布

重要な乱れに関する状況が明確でない。そこで、図 5-5 (b)の時間平均流速を x 方向にさらに平均して断面内平均速度分布を計算し、これを瞬時速度ベクトルから差し引くことにより変動速度を求めた。さらに、乱れの特性量として渦度 ω 、せん断ひずみ速度 ε 、湧き出し速度 σ を次式により計算した。

$$\omega = \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x}, \quad \varepsilon = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \quad \sigma = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \quad (5-1)$$

ただし、 v は y 方向の流速であり、 ω は反時計廻りを正とした回転運動を表し、 ε はせん断変形の速さ、 σ は観測断面に垂直な流速成分の変化量つまり流速変動の三次元性をあらわす。各点におけるこれらの値は、その点および周囲の計 9 点より求めるために実際の分布より平滑化された結果である。しかし、ここではマッピング間隔よりも十分に大きなスケールの流れの特徴を捉えるためにこれらの乱れ特性量を用いる。図 5-6 にそれら乱れ特性量の分布を各断面について示す。変動速度分布では、噴流全体にわたって寸法および旋回方向の異なる多数の乱れ渦が観察される。さらに、乱れ特性量の分布から次の事項が示される。

- (1) $x = 30 \text{ mm}$ では渦度の大きさ $|\omega|$ の高い数個の渦が約 3 mm 間隔で分布する領域と $|\omega|$ の低い領域とが流れに沿って間欠的に生じており、下流にゆくほどそれが失われてしだいに一様な分布になる。同時に、渦の拡散が進行するため ω の極大値は下流ほど低下し、その間隔が広がる。
- (2) いずれの断面でも ω は左側で正、右側で負の値が多く分布しており、乱れ渦は主にせん断境界において比較的高い流速の流体が周囲の低速気体にひきずられることによって生じることがわかる。
- (3) 流体がせん断変形を強く受けるところで $|\varepsilon|$ は高い値となるので、瞬時の速度勾配が急な領域、とくに同符号の ω が隣接する位置で高い値をとる。また、時間平均の速度勾配は x とともに減少しているにも拘らず、 ε の値は $x = 120 \text{ mm}$ でもほとんど変化せず、ここに示した測定範囲内では乱れ生成が下流まで持続している。
- (4) σ の極大および極小は噴流内一様に分布しており、流れが強く三次元的に変動して乱れ渦が様々な方向に形成されていることがわかる。しかし、平均流速の減少に伴って σ の値は急激に低下する。

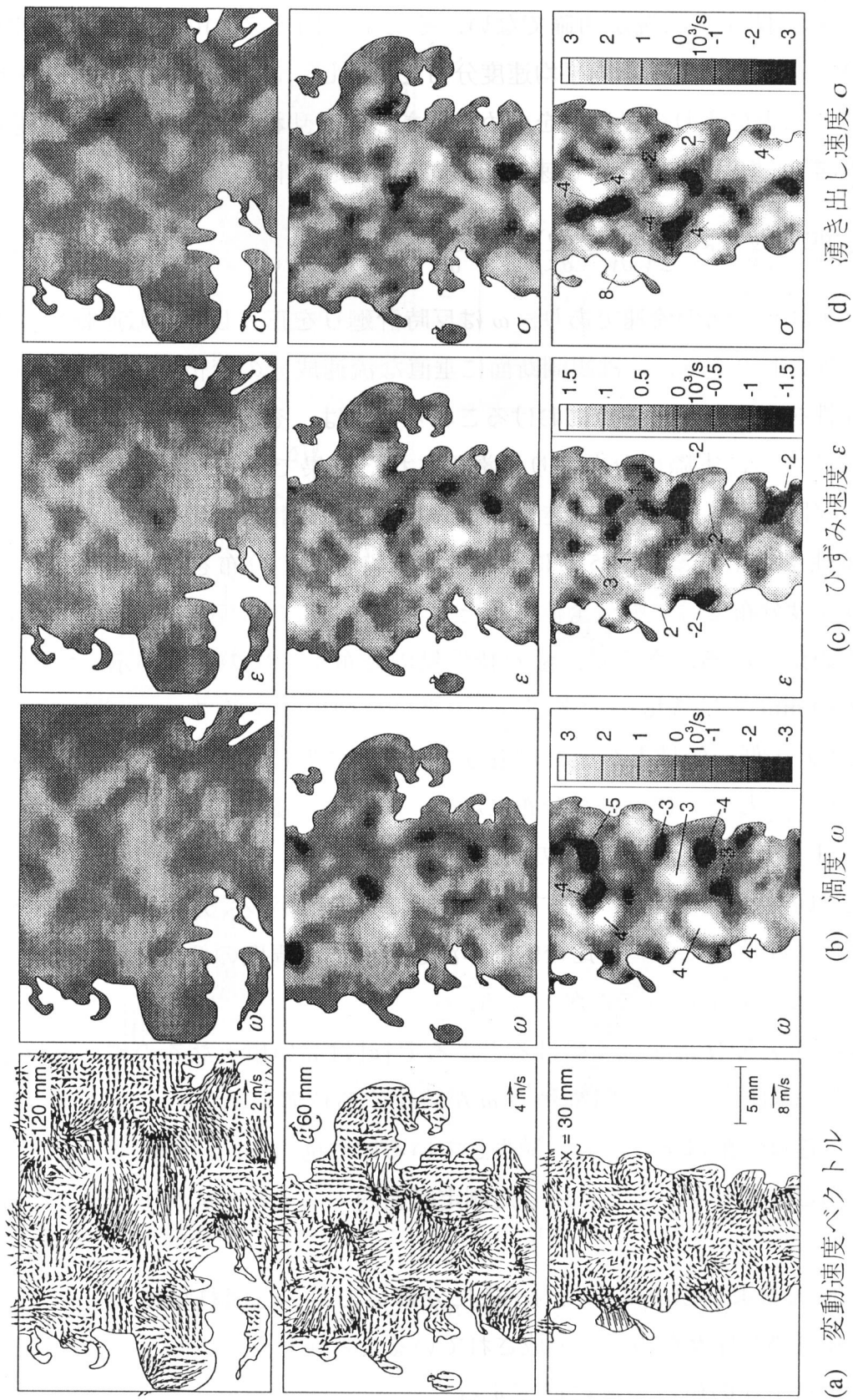


図 5-6 乱れ特性量の空間分布

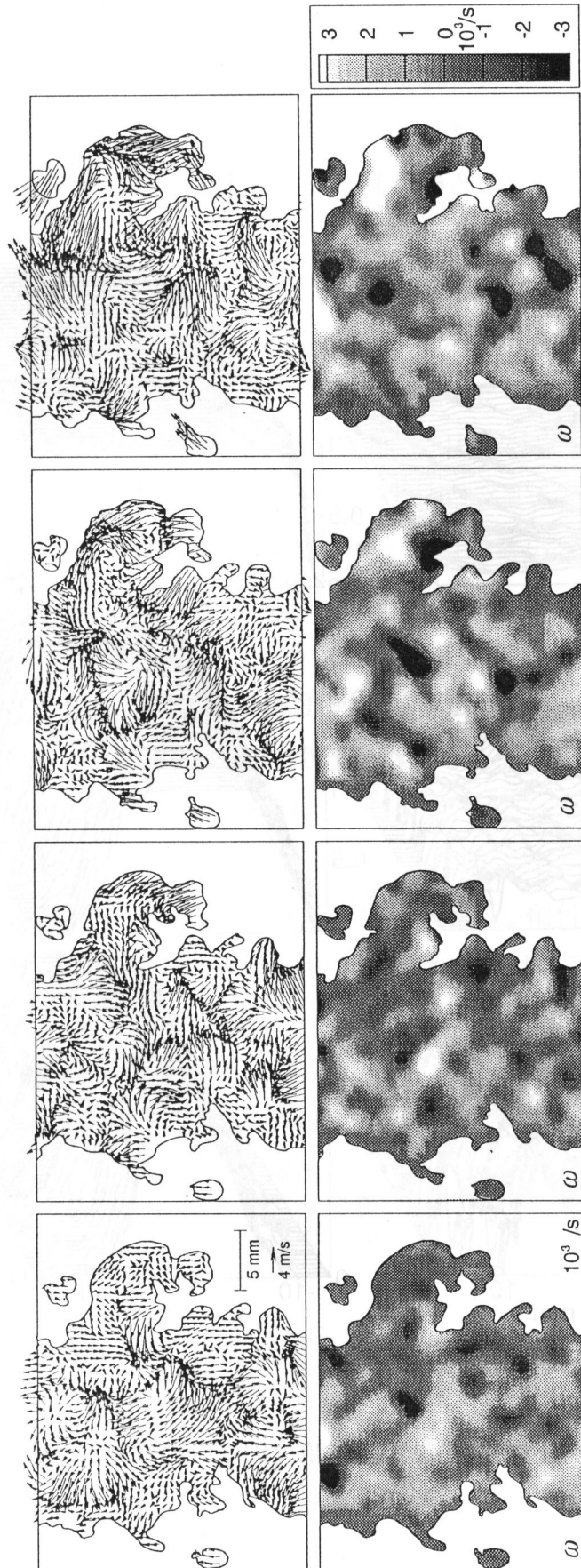


図 5-7 変動速度および温度の空間分布の時間変化 (時間変化は左から右へ経過)

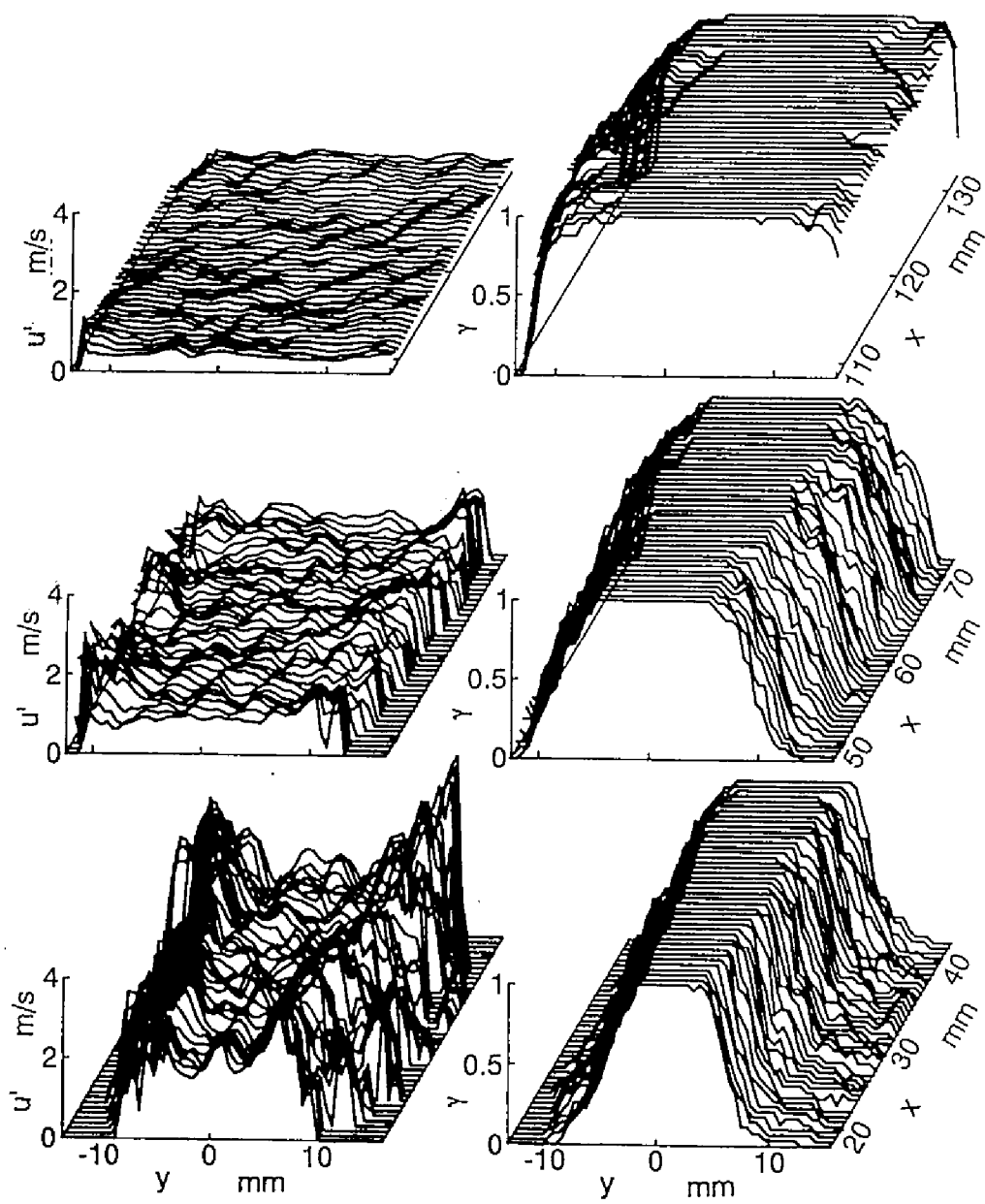


図 5-8 乱れ強さ u' および間欠因子 γ の空間分布

これらは従来からの測定で得られた知見を裏付ける結果であるが、瞬時流速分布を計測することによって乱れ渦の生成および挙動をさらに詳細に調べることが可能となり、渦の非一様性、速度勾配と乱れ渦との関係、乱れの三次元構造などを明らかにすることができる。

つぎに、変動速度分布および渦度分布の時間変化を調べた。図 5-7 に、 $x = 60$ mm の断面において 0.2 ms 毎に得られた結果を左から順に示す。噴流境界の空気取り込み渦の形状は時間とともに変形し、同時に噴流内部の乱れ渦および渦度の極値も変化するものの、渦の大きさおよび間隔をほぼ等しく保ったまましだいに下流に移動している。しかし、それらの方向は必ずしも一定でなく、噴流幅程度の大きなスケールの湾曲した流れに伴って動いている。さらに、乱れ渦には 0.2 ms の間に新たに発生、消滅あるいは合体するものもあり、全体として乱れ渦の分布が短時間で複雑に変化する状況が示されている。

さらに、各断面における乱れの統計的性質を調べるために、軸方向流速の実効乱れ強さ u' および間欠因子 γ の空間分布を求めた。図 5-8 に、図 5-5 と同じく 4 ms 毎に計測した 25 データから算出した u' と γ の分布を示す。ここで、間欠因子は各点における散乱粒子の存在確率とし、噴流境界の外側で速度の求まっていないデータを省いて u' の計算を行った。 u' は中心軸付近で比較的低く、いずれの断面においても平均流速の約 20 % の値が得られており、窒素噴流について LDV を用いて計測された結果⁽²⁾とほぼ一致している。これに対し、 γ が 1 から減少する噴流せん断境界では u' は高い値となり、この傾向は上流の $x = 30$ mm 断面でとくに顕著にみられる。これは、その位置で散乱粒子の存在しない周囲流体が計測できず、変動の大きな噴流流体の動きのみが選択的に捉えられるためである。したがって、空気飲み込み渦近傍の乱れ特性についてより詳細に検討するためには、周囲空気にも散乱粒子をシードして、空気側の流速も知る必要があろう。

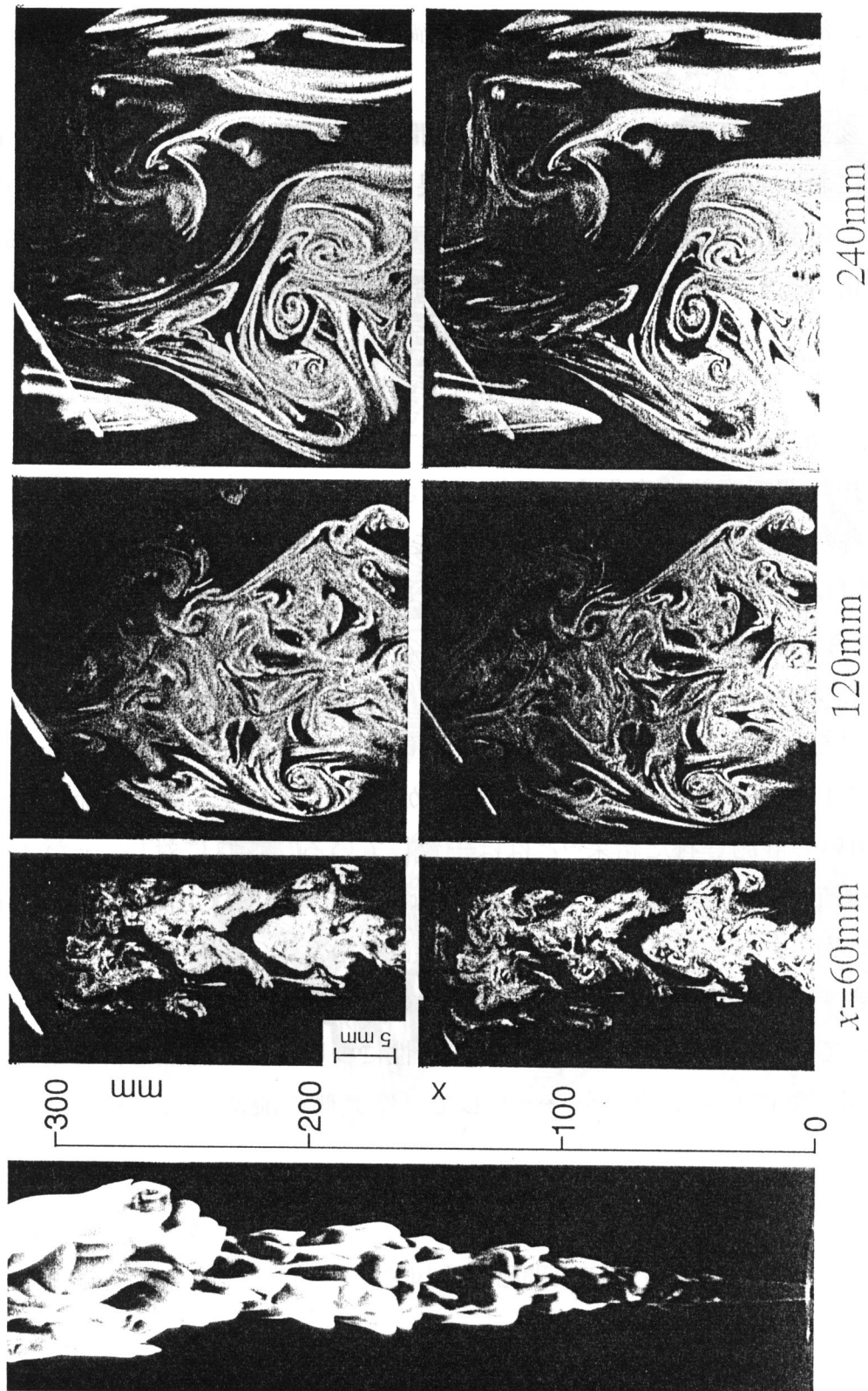


図 5-9 噴流火炎の直接像および微小時間差をもつ 2 枚の断面像 (下は上の $100\ \mu\text{s}$ 後)

5.4 噴流火炎におけるガス流動解析

本節では噴流火炎内のガス流動を相互相関 PIV を用いて測定し、乱れ特性量の分布を求めるとともに、非燃焼噴流における結果と比較して燃焼の作用を考察する。

5.4.1 可視化画像

エチレン噴流火炎内において微小時間差をもった2枚の断面像を撮影した。図 5-9 はその結果であり、種々のノズルからの距離 x で得た画像を、全体像の直接写真と併せて示す。各散乱像の左上にある輝線は、2画像の空間的位置決めを行うために照射したビーム光である。散乱像では、燃料流にシードした酸化チタン粒子は点群に、燃焼によって生じたすす粒子は帯状に捉えられており、対応する2画像間で特徴的な分布の移動が示される。さらに、 $x = 120$ mm より下流では、渦が対になって互いに逆向きに旋回したために生じた紋様が多数認められる。以下では、この渦対の発生と動きに注目し、噴流火炎における乱流混合状況について検討する。

5.4.2 速度分布および乱れ特性量分布

まず、図 5-9 の画像を用い、噴流火炎における瞬時速度ベクトル u 、空間変動速度 u' および渦度 ω の分布を求めた。ただし測定領域は 1.5 mm であり、ベクトルのマッピング間隔は 0.67 mm である。図 5-10 にその結果を示す。ここで、 u' は式 (4-9) に示すように u から空間平均速度 \bar{u} を差し引いたものとし、 \bar{u} は標準偏差 σ_u の二次元ガウス分布を用いた重み付け平均処理により u を平滑化して得た。

$$u'(x, y) = u(x, y) - \bar{u}(x, y)$$

$$= u(x, y) - \frac{\iint u(x-\xi, y-\eta) \exp\left(-\frac{\xi^2 + \eta^2}{2\sigma_u^2}\right) d\xi d\eta}{\iint \exp\left(-\frac{\xi^2 + \eta^2}{2\sigma_u^2}\right) d\xi d\eta} \quad (5-2)$$

ここでは積分スケール程度以下の小さなスケールの乱れ渦を明確に表すために

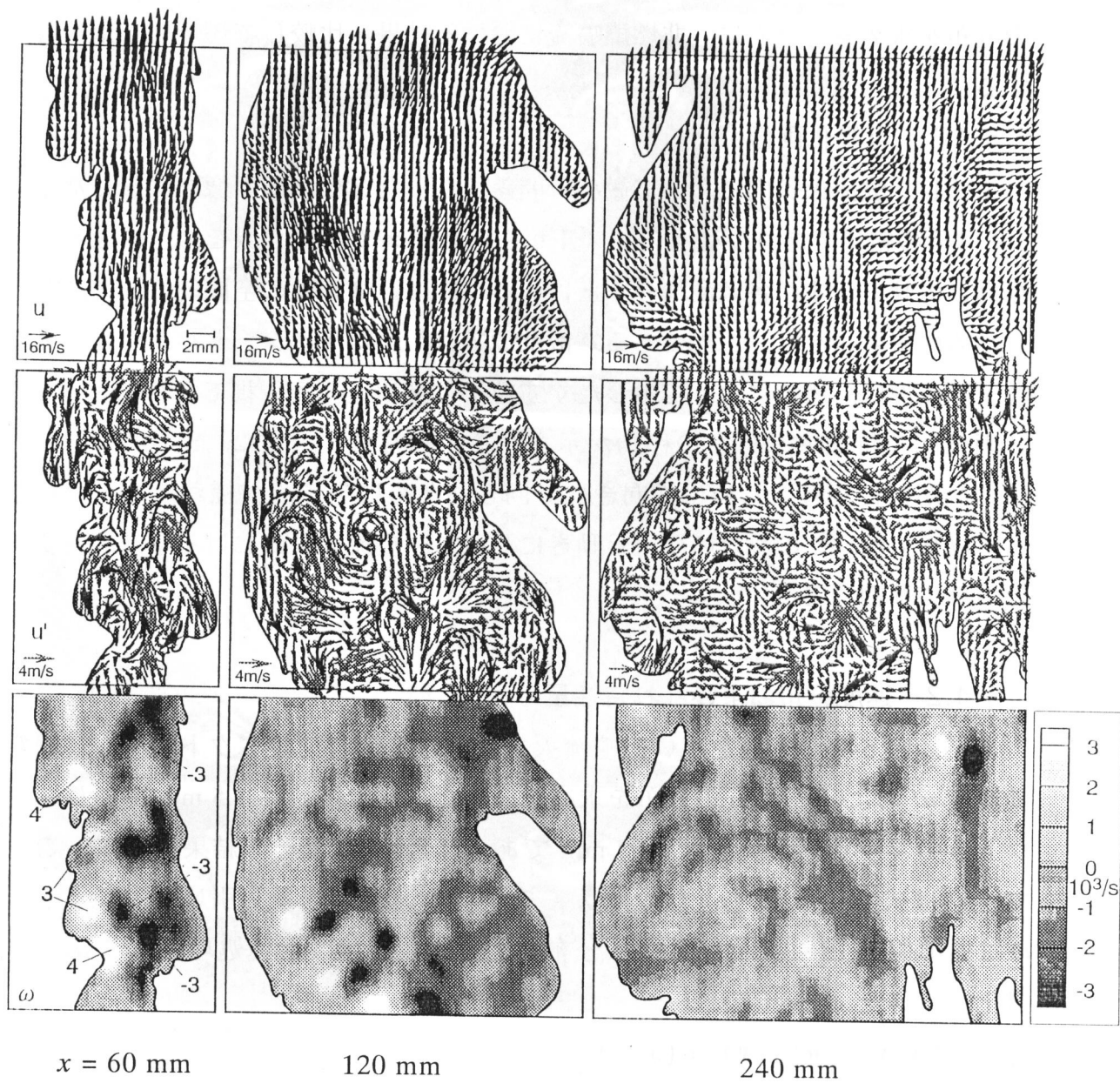


図 5-10 エチレン噴流火炎の瞬時速度ベクトル u , 変動速度ベクトル u' および渦度分布 ω

$\sigma_u = 3.3 \text{ mm}$ とした。また、 ω は次式により計算した。

$$\omega = \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \quad (5-3)$$

ただし、 y は中心軸からの距離で、画像の右向きを正とし、 u は x 方向、 v は y 方向流速を表す。 u' 分布には流れの概略を太線で表示しており、図 5-9 の散乱像と比較すると周囲空気とのせん断流、噴流内部へのエントレイン流など特徴的な流れが示される。とくに、 $x = 60 \text{ mm}$ の噴流軸付近、 $x = 120 \text{ mm}$ の右上などには渦対による互いに逆向きに旋回した流れが存在し、そのような箇所では ω の正（反時計廻り）および負（時計廻り）の極大が隣接して分布している。これらの渦対は環状渦の一断面とみられ、空気取り込みに伴う比較的大規模な非定常流動によって生じると推察される。さらに、それによって形成された混合層の希薄側では燃焼によって局所的に温度が上昇し、燃料過濃側ではすすが発生し、これを層状に巻き込むことによって散乱像に渦対が生じる。しかし、下流の $x = 240 \text{ mm}$ における可視化像ではこのような渦対状の紋様が明確に観察されるにも拘わらず、 ω の値は低く一様に分布し、上流でみられたような旋回流は認められない。このことから、下流の断面に認められるつる巻き状の紋様は、上流で生じた渦対が温度上昇に伴う動粘度の増加のため消散が進み、すす層を巻き込んだ状況を留めたまま下流に輸送されたものと推定される。同様の状況は噴流境界のせん断層にもあてはまる。すなわち、上流では乱流混合が促進して空気側の温度が上昇し、燃料側に生じたすすは薄く帯状に引き延ばされるものの、層流化が同時に進行するために空気との混合が遅れ、さほど大きな変形を受けないまま下流に輸送される。

5.4.3 燃焼の作用

つぎに、ノズルから同じ出口速度で窒素を噴出してつくった非燃焼噴流についても同様の解析を行い、結果を比較して燃焼による変化を調べた。図 5-11 に、 $x = 60 \text{ mm}$ における瞬間断面写真、速度の分布 u 、空間変動速度 u' の分布および渦度 ω の分布を示す。図 5-10 と比較すると、同じ x でも噴流の幅が広く、周囲空気との境界に比較的多数の細かい凹凸がみられる。さらに、噴流内に取り

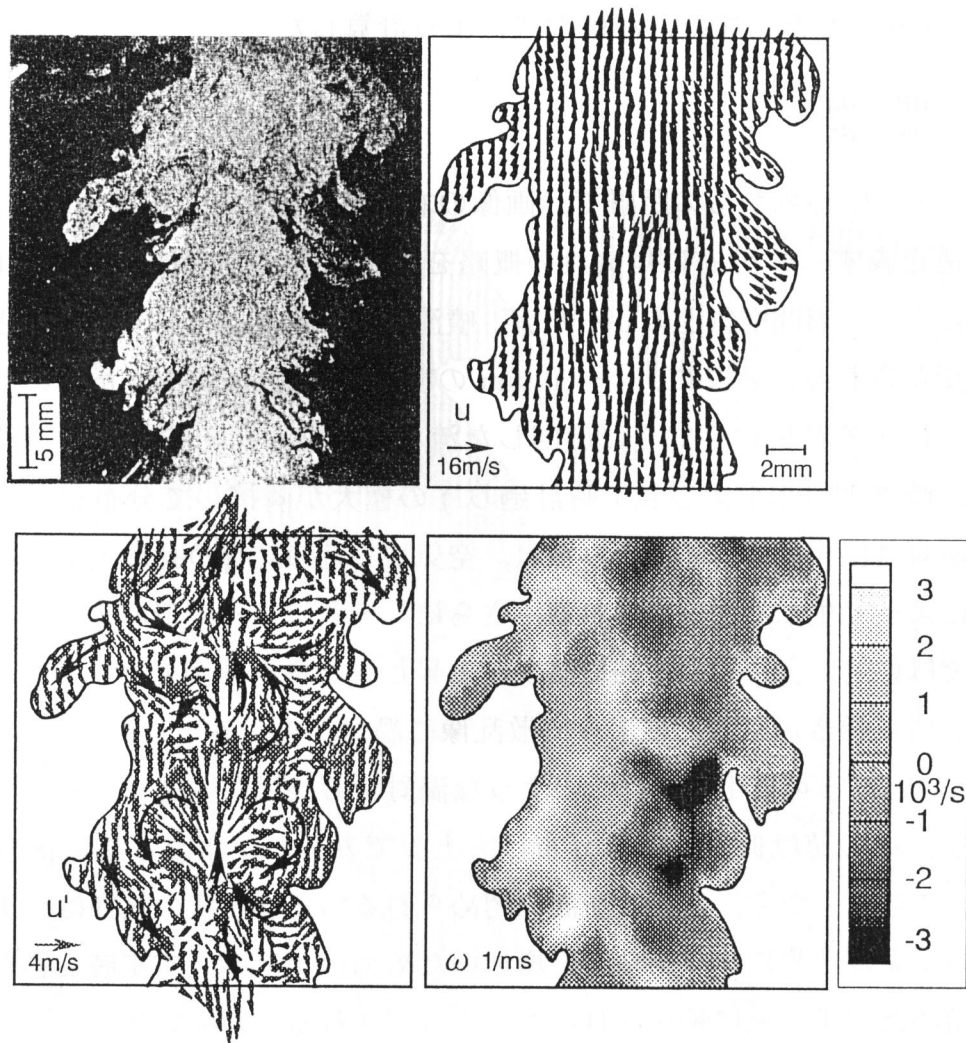


図 5-11 噴流の断面像，速度 u ，変動速度 u' および渦度 ω の分布 ($x = 60 \text{ mm}$)

込まれた空気はノズルから出た噴流と素早く乱流混合するため，火炎のように軸中心まで空気が浸入することはない。

5.4.4 渦度の統計量

最後に，各断面における渦度 ω の分布の統計量を求め，それに基づいて噴流火炎内に生じる渦の特性を非燃焼噴流と比較した．まず，噴流火炎と非燃焼噴流の各高さにおける速度分布を測定した範囲内での渦度の確率密度分布を調べた．図 5-12 はその結果であり，いずれの条件においてもガウス分布に近く，すべて

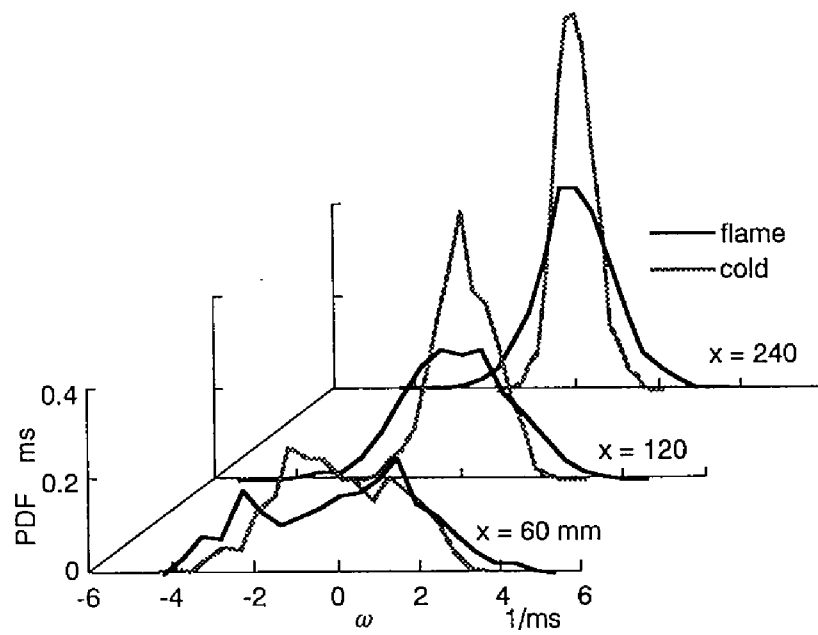


図 5-12 渦度 ω の確率密度分布の変化

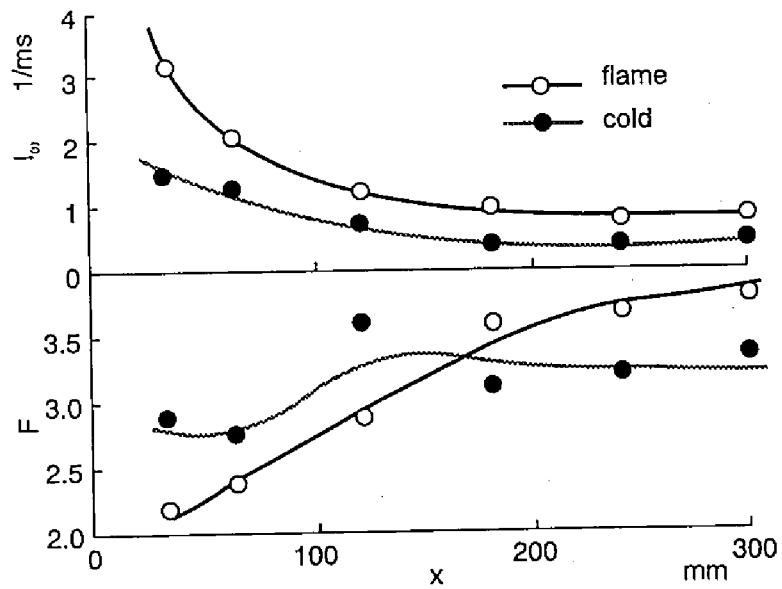


図 5-13 渦度 ω の実効値 I_ω および偏平度 F の変化

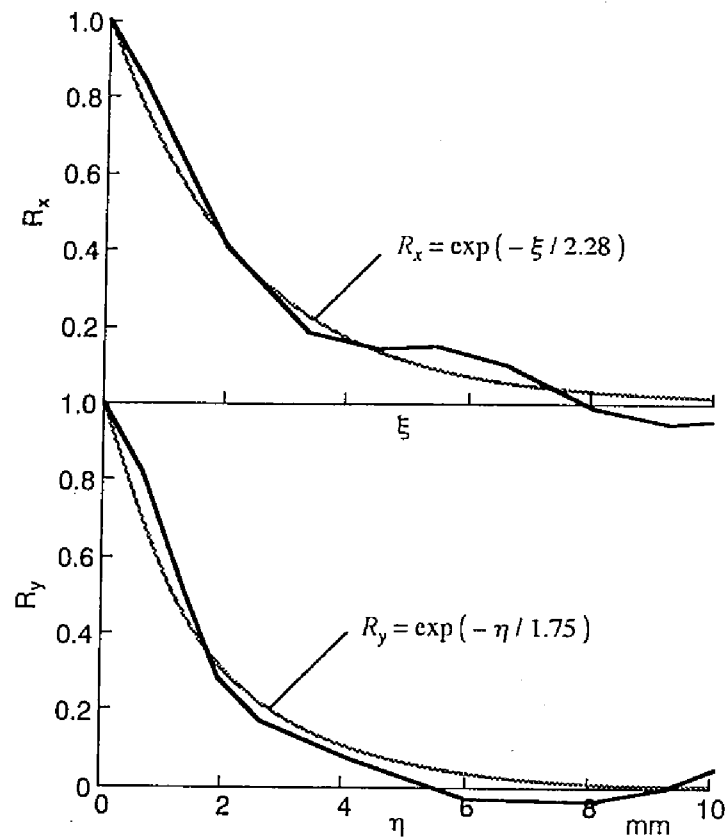


図 5-13 噴流火炎における渦度 ω の空間自己相関係数 R_x , R_y の例

の x において確率密度分布の裾が火炎の方が広いことから絶対値の高い渦度が多く存在することがわかる。図 5-13 は各高さにおける渦度 ω の実効値 I_ω および偏平度 F を求めて渦度の強さとガウス分布からのずれを調べた結果である。 F は ω の 4 次モーメントを 2 次モーメントで正規化した値であり、ガウス分布ならば $F = 3$ で F の値が大きくなるほど分布がガウス分布に比べて尖っていることを表す⁽³⁾。まず、 ω の実効値 I_ω はいずれの断面についても火炎の方が大きく、熱膨張や浮力によって主流の減速が遅れるためと考えられる。また、 $x = 60$ mm までの上流では熱発生に伴って動粘度が大きく増加するので、 ω の減衰が著しい。つぎに、偏平度 F は非燃焼噴流ではいずれの x についても約 3 であり、ほぼガウス分布に近似できるのに対して、火炎では x とともに $F = 2$ から 4 まで増加する。これは、火炎の上流では ω の大きい渦が多数分布し、下流ではほ

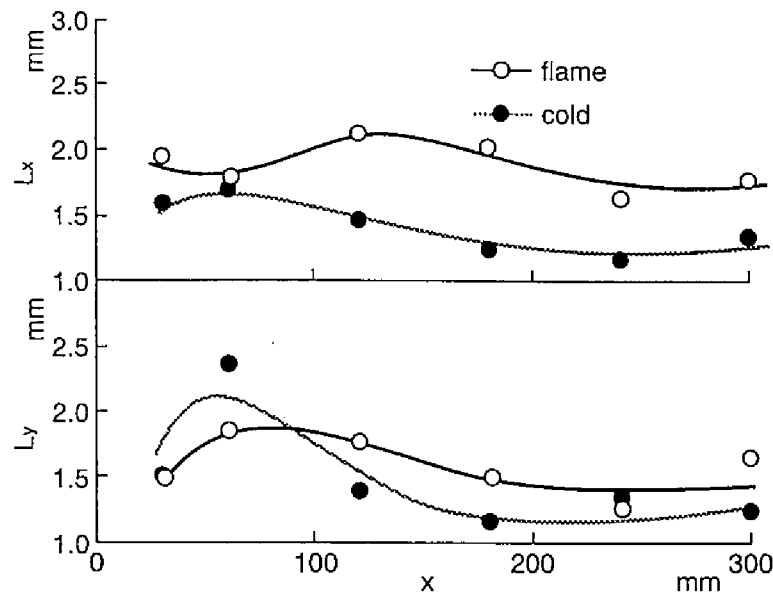


図 5-14 渦度スケール L_x , L_y の変化

とんどが比較的 ω の小さい渦となることを示している。 ω の大きい渦の方が乱流混合を促進し、熱発生に伴って局所的に層流化が進行するので減衰は早い。したがって、 ω の大きい渦は素早く消散し、結果的に ω の小さい渦が相対的に多く残ることが推定される。

つぎに、 ω の分布の x および y 方向の空間自己相関係数 R_x , R_y を計算し、乱れ渦のスケールの変化を調べた。図 5-13 は噴流火炎の $x = 120$ mm における R_x , R_y の結果であり、指数関数で近似した結果をあわせて示す。これによると R_x の方が減衰距離が大きく流れ方向に比較的大きなスケールの乱れ渦が存在していることがわかる。図 5-14 はその際の積分特性距離としてスケール L_x , L_y を求めた結果であり、エチレン火炎と窒素噴流について種々の x で得られた値を示す。非燃焼噴流ではいずれも約 1.5 mm となって等方的であるのに対して火炎では L_x のみ約 2.0 mm と大きくなり非等方となっている。これは燃焼に伴う温度上昇によって膨張および浮力が生じ渦が上向きに引き延ばされたためと考えられ、特に下流でその傾向が著しい。

以上、得られた渦度の統計量は速度分布を測定した範囲内における結果であ

り、測定範囲および位置を変えることによって変化する可能性がある。しかし、非燃焼噴流および噴流火炎において得られた結果を見比べることによって流動に及ぼす燃焼の作用を明らかにすることができた。また、速度ベクトルのマッピング間隔が 0.67 mm であるのに対して、渦度分布の積分スケールが 1~2.5 mm 程度とやや小さい。より詳細にスケールの検討を行うためにはさらに空間分解能を上げて速度の計測を行う必要がある。

5.5 結 言

以上、まず窒素噴流に相互相関 PIV を適用するために、高速度撮影によって得られたレーザシート画像を用いて瞬時流速分布計測を行い、ガス流動および乱れ特性を解析した。その結果、従来の HWA・LDV 計測によって推定されていた以下のことをより明確に示した。

- (1) 上流の噴流境界には高い渦度をもつ渦が間欠的に生じており、下流での渦消散に伴い値が減少するとともにその間隔が広がる。
- (2) ひずみ速度は瞬時の速度勾配が急な領域で極大または極小となり、下流でもさほど減少しない。
- (3) 湧き出し速度の極大および極小は噴流内一様に分布しており、乱れ渦が様々な方向に形成されている。

さらに、相互相関 PIV により噴流火炎内のガス流動を解析し、とくに渦対の発生と動き、渦度の空間分布などに基づいて、燃料・空気の乱流混合機構について検討した。その結果以下のことが明らかとなった。

- (4) 噴流火炎でも非燃焼噴流と同様に周囲空気とのせん断によって比較的大規模な空気飲み込み渦が生じ、これによって軸中心まで空気が浸入するとともに、とくにその際の非定常な流動に伴って生じた渦対が混合の促進に寄与する。
- (5) 噴流火炎では乱れ渦によって混合が促進されると、同時に局所的な温度上昇による層流化が進行する。このため、混合層の燃料側で発生したすずは層状に巻き込まれた紋様を保持したまま下流に輸送されるだけで活発な混合は進行しな

い.

(6) 燃焼が伴う場合は、渦度の確率密度が上流では絶対値の大きな値が比較的大きく、下流では絶対値の小さな値の方が大きいことから、強い渦ほどすばやく消散していると推定できる.

(7) 乱れ渦は燃焼による熱膨張および浮力のために鉛直流れ方向に引き延ばされる.

参 考 文 献

- (1) Abramovich, G. N., *The Theory of Turbulent Jets*, (1963), 5, The Massachusetts Institute of Technology.
- (2) 池上・塩路・大澤・王, 輝度を伴う噴流拡散炎内の流れ, 日本機械学会, 46-458, B (1984), 2461-2468.
- (3) 日野, スペクトル解析, (1977), 106-107, 朝倉書店.

第 6 章

噴流火炎における乱れ渦の発生 および火炎面の変形

6.1 緒 言

本章では、前章までで明らかとなった燃焼による乱れ渦構造および流動の変化の要因を明らかにするために、非燃焼噴流および噴流火炎の遷移点近傍の可視化観察を行い、乱れ渦発生機構を考察するとともに、圧力勾配と密度勾配の相互作用による渦度生成および火炎面の変形過程を数値計算によって解析する。

第 3 章では噴流および噴流火炎内に生じる燃料－空気界面と乱れ渦の特定断面の状況を瞬間レーザシート法によって可視化し、燃焼による温度上昇に伴って渦の様子が大きく変化することを示した。それによれば、噴流火炎において界面は流れ方向よりも横断面に入り組んでおり、周囲空気を取り込みおよび燃料との混合は横断面の乱れ渦に強く影響されていること、噴流火炎の乱れ渦は火炎のない場合よりはるかに粗大であり、非燃焼噴流のような小渦への散逸が見られないことを明らかにした。さらに第 5 章では、粒子画像流速測定法を用いて噴流火炎の流動を計測した結果、せん断による非定常な流動によって生じる渦対が混合を促進し、同時に燃焼のため生じる局所的な温度上昇によって、渦運動が減衰することが明らかになった。このような燃焼を伴った際の渦構造の変化は遷移点近くの流動および渦生成状況に強く影響を受ける可能性がある。すなわち、非燃焼噴流では、ノズル下流直後の速度せん断による流れの不安定あるいはノズル内における圧力振動によって渦が発生するが、噴流火炎では速度せん断層の近傍で燃焼による発熱があるために密度変化・熱膨張および局所層流化が複雑に絡み合っており乱れ発生メカニズムが非燃焼時とは大きく異なると考えられる。

そこで本章では、まず噴流および噴流火炎の遷移点近傍の状況を明らかにするために、燃料流に酸化チタン微粒子を加えてトレーサとして第 3 章と同様の光学

系を用いて種々の条件について流動を観察する。つぎに、この観察にもとづき乱れ渦発生・燃焼による変化を調べ、密度勾配を考慮した渦度輸送式を用いて数値計算を行うことによって火炎がある場合の乱れ渦発生機構について検討する。すなわち、燃焼により生じた密度勾配と圧力勾配が直交する位置において渦度が生成し、この渦度生成が粘性による拡散より大きければ乱れ渦に成長することを明らかにする。さらに、乱れ渦発生に及ぼす密度変化、膨張および局所的な層流化の作用を明らかにするために、燃料に生じる流れ方向に軸をもつ渦（縦渦）の挙動について検討する。

6.2 実験結果

本節では噴流および噴流火炎における乱れ渦の発生状況を明らかにする。そのために、第3章で示した実験装置およびレーザシート光学系を用いて遷移点近傍の流動を可視化する。

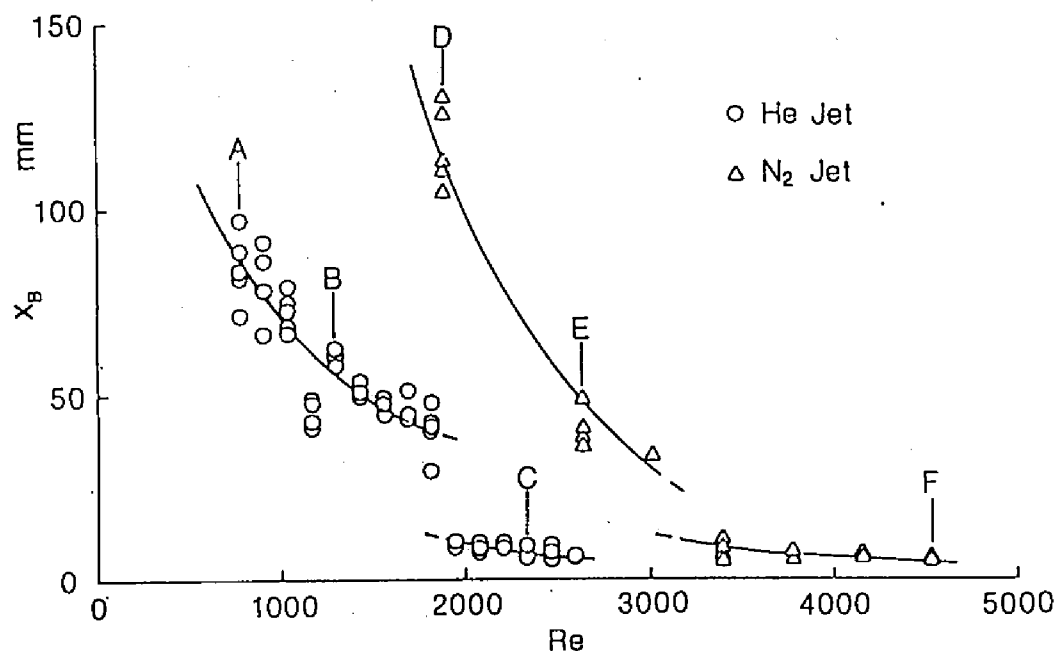


図 6-1 出口レイノルズ数 Re による遷移点高さ x_b の変化

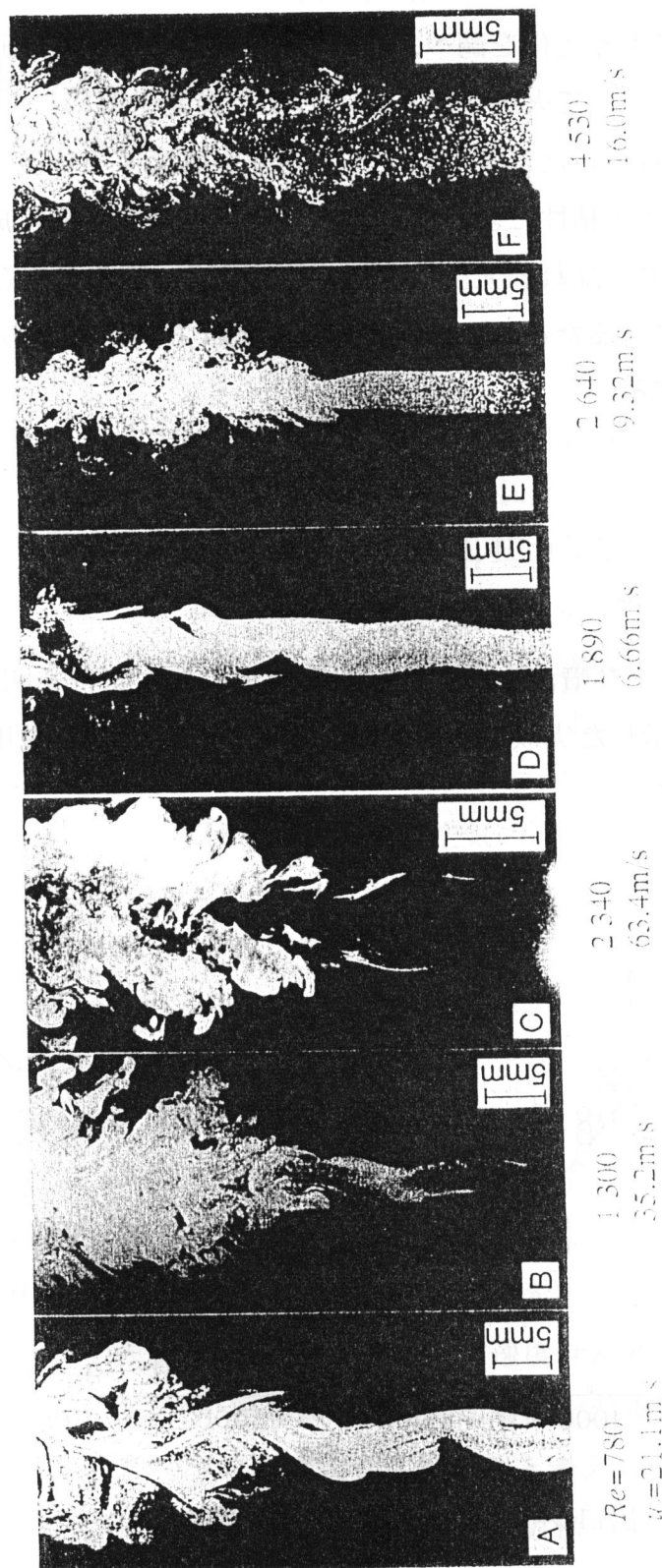


図 6-2 種々の条件における遷移状況 [A～F の条件は図 6-1 に示す]

6.2.1 噴流における乱れ渦の発生状況

まず、非燃焼噴流の遷移点近傍の流れをレーザシート法で可視化し、種々の出口レイノルズ数 Re について乱れ渦の発生状況を調べた。図 6-1 にヘリウム He および窒素 N_2 の噴流の可視化写真から測定した遷移点高さ x_B を出口レイノルズ数に対して示す。遷移点高さは流れが急に乱れ始める位置のノズル出口からの距離で、いずれの噴流においても出口レイノルズ数とともに減少し、ある出口レイノルズ数で急激に減少する。また、 He の動粘度は N_2 の約 8 倍大きいため He 噴流の方が同一の出口レイノルズ数では遷移点高さは小さく、かつ小さい出口レイノルズ数で遷移点が急減する。そこで、この遷移点が急減する際に乱れ渦の発生状況がどのように変化するかを調べるために、遷移域を拡大して可視化観察を行った。図 6-2 に図 6-1 に示した各条件における遷移点近傍の軸上断面像を示す。A, B, D, E では噴流軸が湾曲して乱れ始めるのに対し、出口レイノルズ数の高い条件の C と F では断面が膨張および収縮が起きた後噴流境界から乱れ始める。前者はらせん状構造から流れが不安定となる場合⁽¹⁾であって、低レイノルズ数の水噴流など比較的弱い乱れに見られ⁽²⁾、軸上断面では左右互い違いに渦を発生しその下流で乱流に遷移している。一方、後者の不安定は上流の圧力振動、すなわちいわゆるポンピングに起因していると考えられ⁽³⁾、左右対称に乱れ渦が発生して、その影響が噴流内部に及んでいる。

6.2.2 噴流火炎における乱れ渦の発生状況

つぎに、噴流火炎において乱れ渦が発生する状況を、エチレンを燃料とする火炎について詳しく調べた。はじめに、対象とした火炎が層流から乱流に遷移する様子の全体を把握するために、火炎の形状を目視で観察し、出口レイノルズ数 Re に対する火炎長 x_H およびノズルから遷移点までの距離 x_B を測定した。図 6-3 はその結果であり、図中の実線は x_H 、破線は x_B をあらわす。 Re の小さい領域では x_H は Re とともに大きくなり、乱流火炎に遷移する $Re = 700$ を超えると火炎は先端から乱れ始める。さらに Re が大きくなれば x_H が緩やかに増すと同時に x_B が急速に小さくなる。つぎに、 $Re = 3\,000$ (ノズル出口流速 $u_j = 6.0$ m/s) と $Re = 6\,000$ ($u_j = 12.0$ m/s) の 2 つの火炎について前節と同様に可視化観

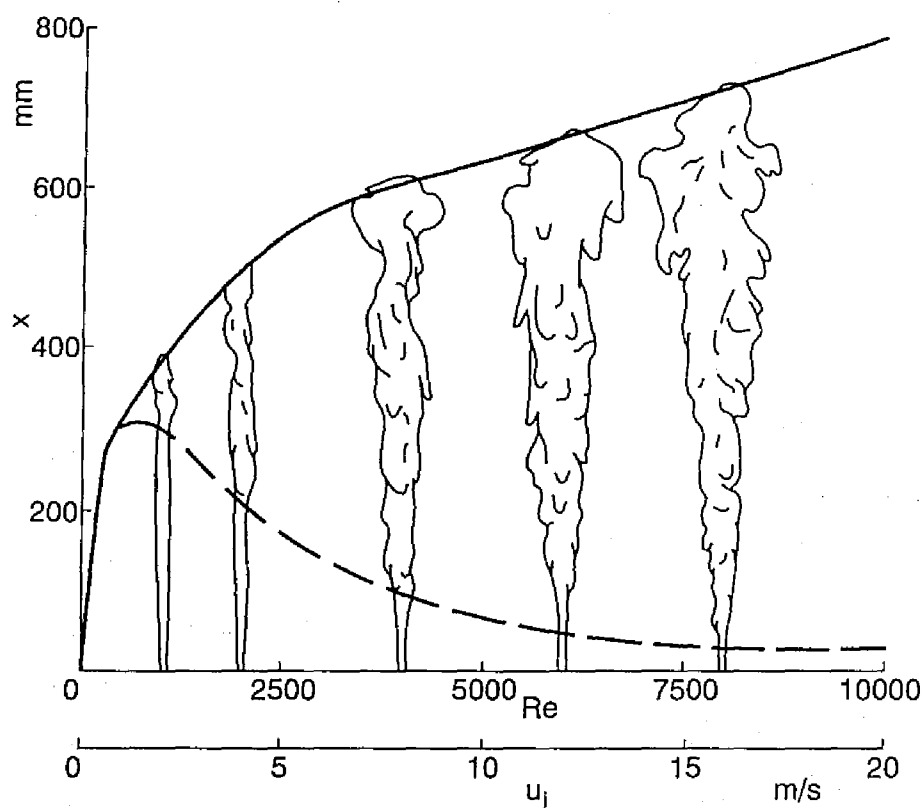
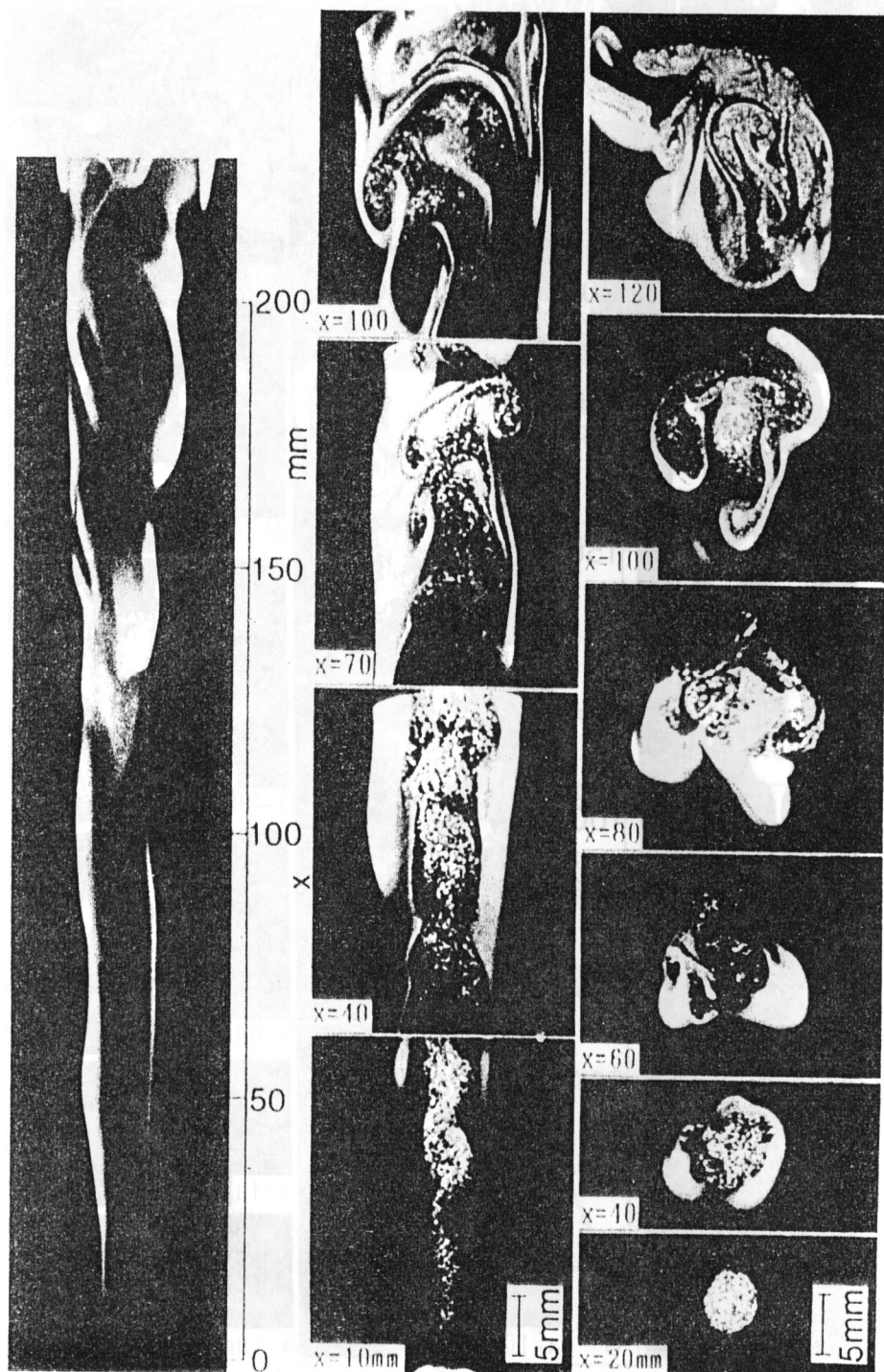


図 6-3 出口レイノルズ数 Re による可視火炎長 x_H
およびノズル遷移点距離 x_b の変化

察した。図 6-4 は種々のノズルからの距離 x における軸上および横断面の瞬間像であり、0.25 ms の露光時間で撮影した左側の直接写真と比較して示す。断面像では燃料流に加えたトレーサ粒子が点群を示すのに対し、火炎中で生じたすす粒子は連続した帯状の散乱像となるので両者は明確に識別することができる。目視あるいは直接写真によって求めた噴流火炎の遷移点は、(a) では $x_b = 100$ mm、(b) では 40 mm である。しかし、いずれの火炎の断面像においても燃料流はすでにノズル近傍から低レイノルズ数の噴流と同様らせん状に湾曲しており、それがしだいに拡大して遷移点付近で渦となり外側のすす層まで及んでいる。これによって、燃料流内部に取り込まれたすす層は薄いシート状に引き延ばされ、軸上断面のみならず横断面においても幾重にもたたみ込まれている。このことから、



(a) $Re = 3000$

図 6-4 エチレン噴流火炎の直接写真 (左) および種々の高さにおけるレーザシート断面像 (中: 軸上断面, 右: 横方向断面)

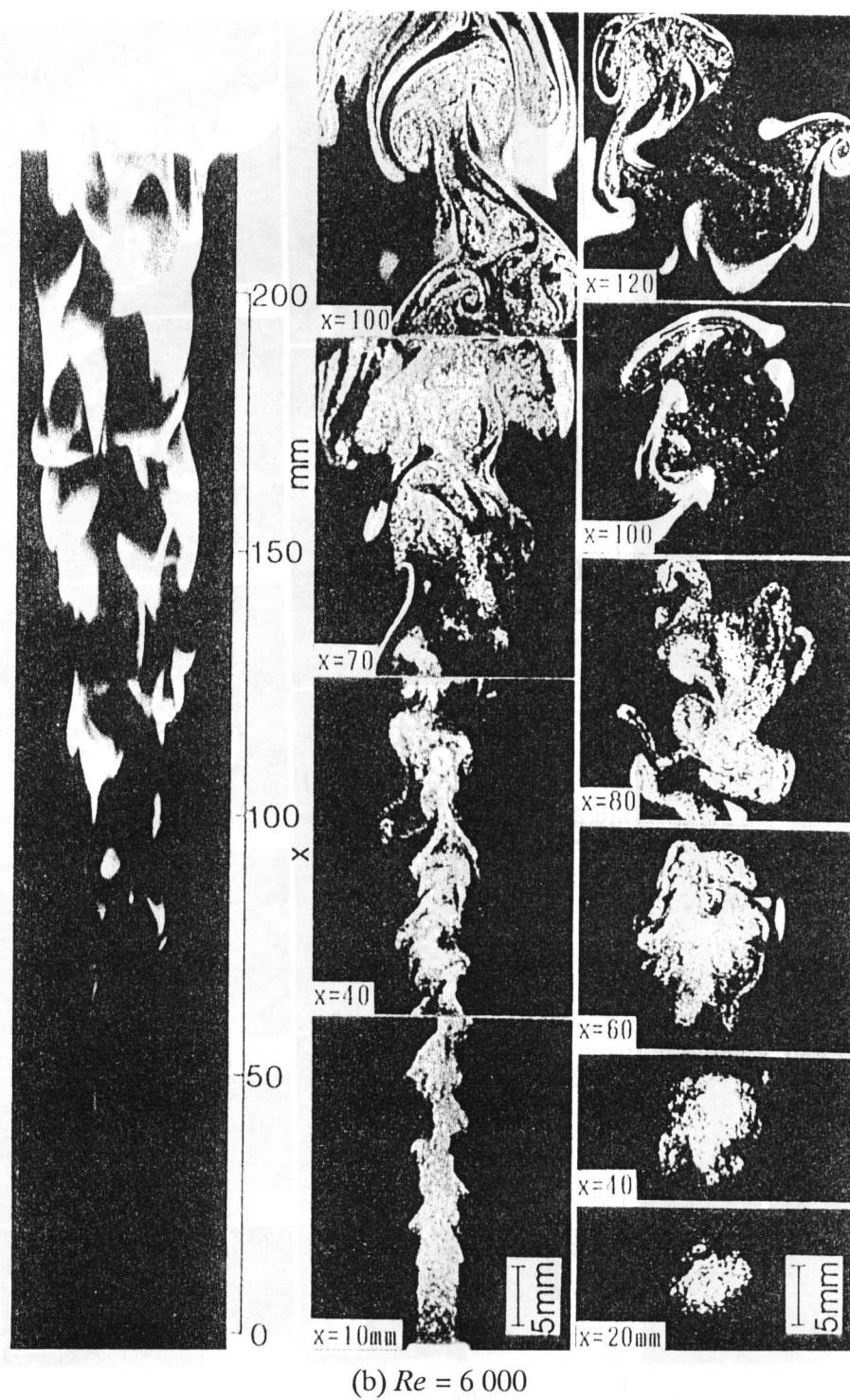


図 6-4 エチレン噴流火炎の直接写真 (左) および種々の高さにおけるレーザシート断面像 (中：軸上断面，右：横方向断面)

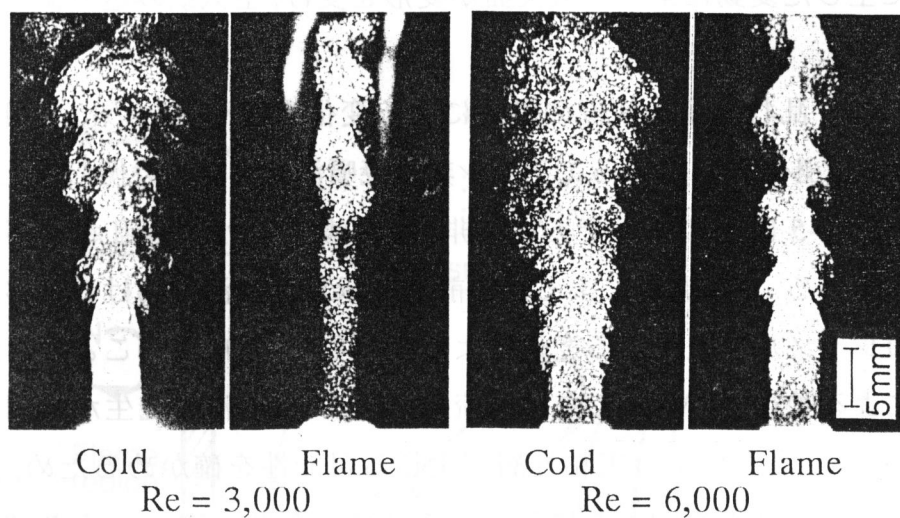


図 6-5 乱れ渦発生状況の燃焼による変化

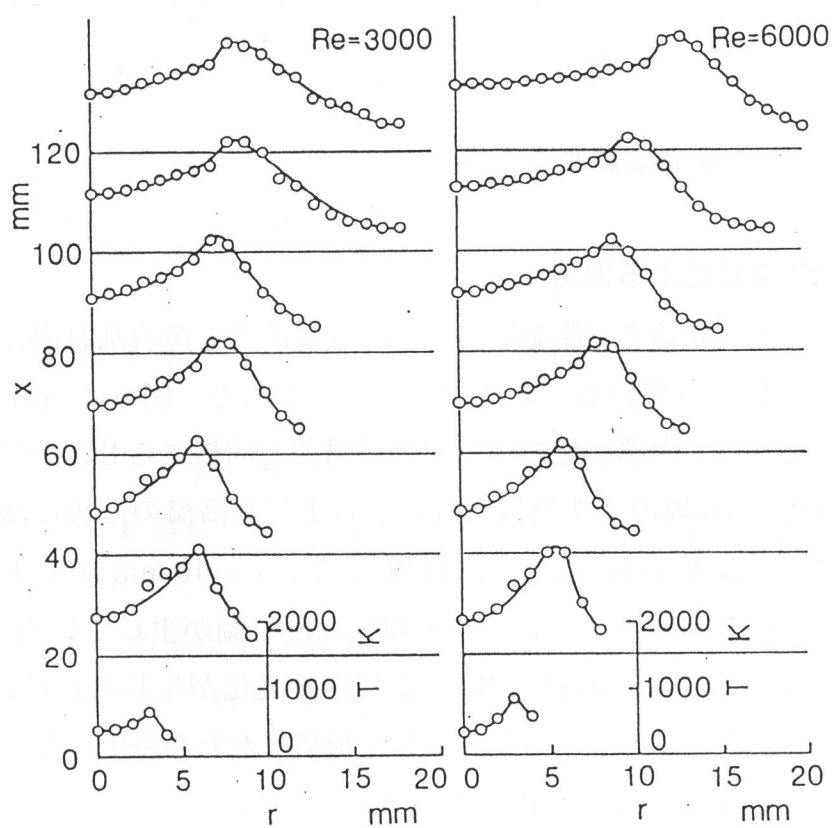


図 6-6 エチレン噴流火炎の温度分布

燃料流に生じた変動によって火炎面が変形を受け、空気飲み込み渦に成長することがわかる。

さいごに、乱れ渦発生状況の燃焼による変化を調べるために、図 6-4 と同一の出口レイノルズ数におけるエチレン非燃焼噴流のノズル近傍の軸上断面像を撮影した。図 6-5 はその結果であり、非燃焼の場合は小さな乱れ渦がほぼ軸対称に発生している。この燃焼による差は前項で示した噴流における遷移点の急減前後の出口レイノルズ数による変化とよく対応しており、このことから外周では温度上昇による動粘度の増加のため層流化が進んで、小渦の発生が抑制されることが予想できる。高温によって粘性層が生じる可能性を確かめるため、温度の空間分布を測定した結果を図 6-6 に示す。これは、直径 0.30 mm の Pt-Pt・Rh 13 % の裸熱電対を用いて温度測定したものである。いずれの火炎でもノズル近傍の噴流境界にすでに 1 000 K を越える高温が発生しており、高粘性層が形成されて燃料流が閉じ込められ、燃料と空気との混合が遅れると考えられる。

6.3 乱れ渦発生機構に関する考察

6.3.1 密度勾配による渦度生成

以上の可視化実験により、噴流火炎における遷移点近傍の乱れ渦発生状況は非燃焼時と大きく異なっていることを示した。すなわち、図 6-4 (a) のようにノズル出口直後において内部の燃料流は非燃焼噴流と同様にらせん状に湾曲しているにもかかわらず、外周のすす層は燃焼により生じた高温のために高粘度となっておりほとんど変形が認められない。それに対して、 $x = 40$ mm から下流では軸上断面のみならず横方向断面においても大規模な乱れ渦が生じている。この状況においては、速度が変動する領域に燃焼により密度変化が生じるために、速度せん断に加えて密度不均一に起因する乱れ渦発生機構すなわち密度勾配と圧力勾配によって誘起される渦度生成が重要であろう。

このような乱れ渦生成過程について、二次元の密度勾配を考慮した渦度輸送式を用い、火炎面に曲がり流れが干渉する場合について調べる。密度を ρ 、圧力

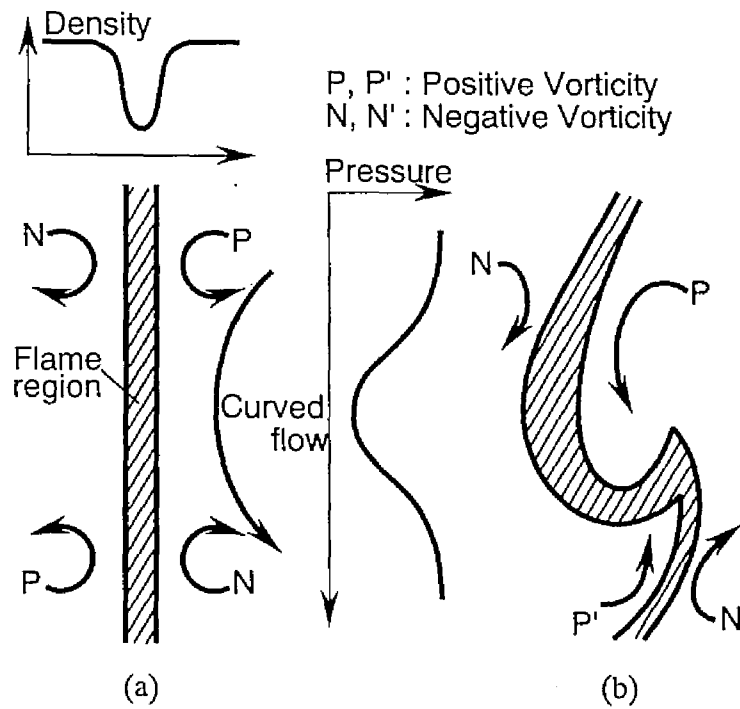


図 6-7 渦度生成による火炎面変形

を p とすれば、渦度 ω について次の渦度輸送式が成り立つ⁽⁴⁾。

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \omega = \frac{1}{\rho^2} (\nabla \rho \times \nabla p) - \omega (\nabla \cdot \mathbf{u}) + \nu \nabla^2 \omega \quad (6-1)$$

ここに、 t は時間、 \mathbf{u} は速度、 ν は動粘性係数であり、右辺第 1 項は圧力勾配と密度勾配が角度を有する際 ω が生成するいわゆるバロクリニクトルクを表す項、第 2 項は膨張による渦度の減少、第 3 項は粘性による拡散項である。第 1 項の値が第 2 項および第 3 項より大きければ、局所的に正または負の ω が生成する。図 6-7 (a) に示すように火炎面近くでは大きな密度の変化があり、さらに火炎面に対する曲がり流れがあればその密度勾配と直交する方向に圧力勾配が生じ、これによって P, P', N, N' のような渦度が生成する⁽⁵⁾。さらに生成した渦度によって (b) のように火炎面が引き延ばされるとともに周囲空気が燃料流中

に取り込まれる．図 6-4 では遷移点より上流の燃料流に湾曲した流動が観察されていることから，この流れが第 1 項による渦度生成に寄与すると考えられる．

6.3.2 数値計算による検討

このような渦度が生じることを理論的に確かめるために，問題を簡単化した二次元の場合について Ashurst⁽⁵⁾ と同様の方法で数値計算を行う．すなわち，図 6-8 の y - z 平面において，最初 z 軸上の燃料－空気境界に薄い火炎面を考え，燃料側の距離 y_c の位置に中心をもつ渦によって火炎面に沿う圧力勾配が生じるとき，その後の渦の発生と火炎面の変形を連続の式，濃度輸送式および渦度輸送式を用いて計算する．ここで，火炎面は十分薄いとし，さらにルイス数は 1，各成分の拡散係数 D は等しく， ρD を一定と仮定する．こうすれば，空気を 0，燃料を 1 とした混合分率 ξ についての輸送式のみでエネルギーと成分濃度の変化を記述することができる⁽⁶⁾．すなわち，

$$\rho \frac{\partial \xi}{\partial t} + \rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \xi = \nabla \cdot (\rho D \nabla \xi), \quad \nabla = \left(\frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right) \quad (6-2)$$

さらに，定圧比熱を一定とすると T は ξ に対して線型であり， $\xi = 0, 1$ で周囲温度 T_0 ， ξ が量論比となる ξ_a で断熱火炎温度 T_a とすると， ξ から T が一意的

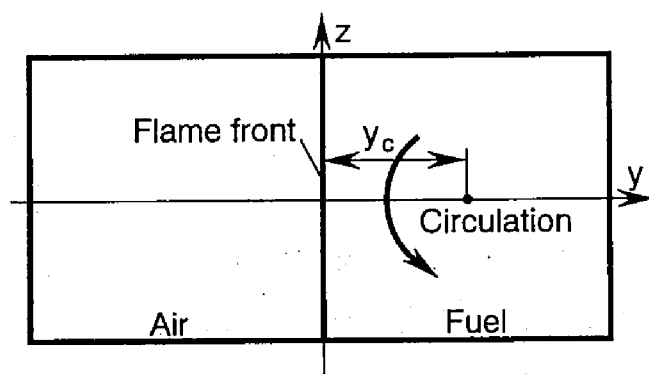


図 6-8 座標系と火炎面，渦の位置

に求まる。これより状態式を用いて ρ が定まる。

計算では、初期条件に対して ω , ξ の輸送式 (6-1), (6-2) を時間ステップごとに順次解いていけばよく、以下にその手順を示す。

(1) 初期条件として可視化観察および温度計測から推定して適切と考えられる密度勾配および圧力勾配を与える。すなわち、10 ms の時間は ξ の拡散のみ起こるとし、その後 $y_c = 8$ mm の位置に循環強さ $6.27 \times 10^{-3} \text{ m/s}^2$ 、標準偏差 1 mm の二次元ガウス分布の渦度 ω が生じるとする。

(2) ω , ρ の分布より流速 u を求める。まず、 u はスカラーポテンシャル ϕ およびベクトルポテンシャル ψ を導入して以下のように記述する。

$$u = \nabla \phi + \nabla \times \psi \quad (6-3)$$

ここで式 (6-3) を $\nabla \times u = \omega$ に代入すると

$$\nabla^2 \psi = -\omega \quad (6-4)$$

また、非定常項を小さいとして無視した連続の式 $\nabla(\rho u) = 0$ に式 (6-3) を代入すると

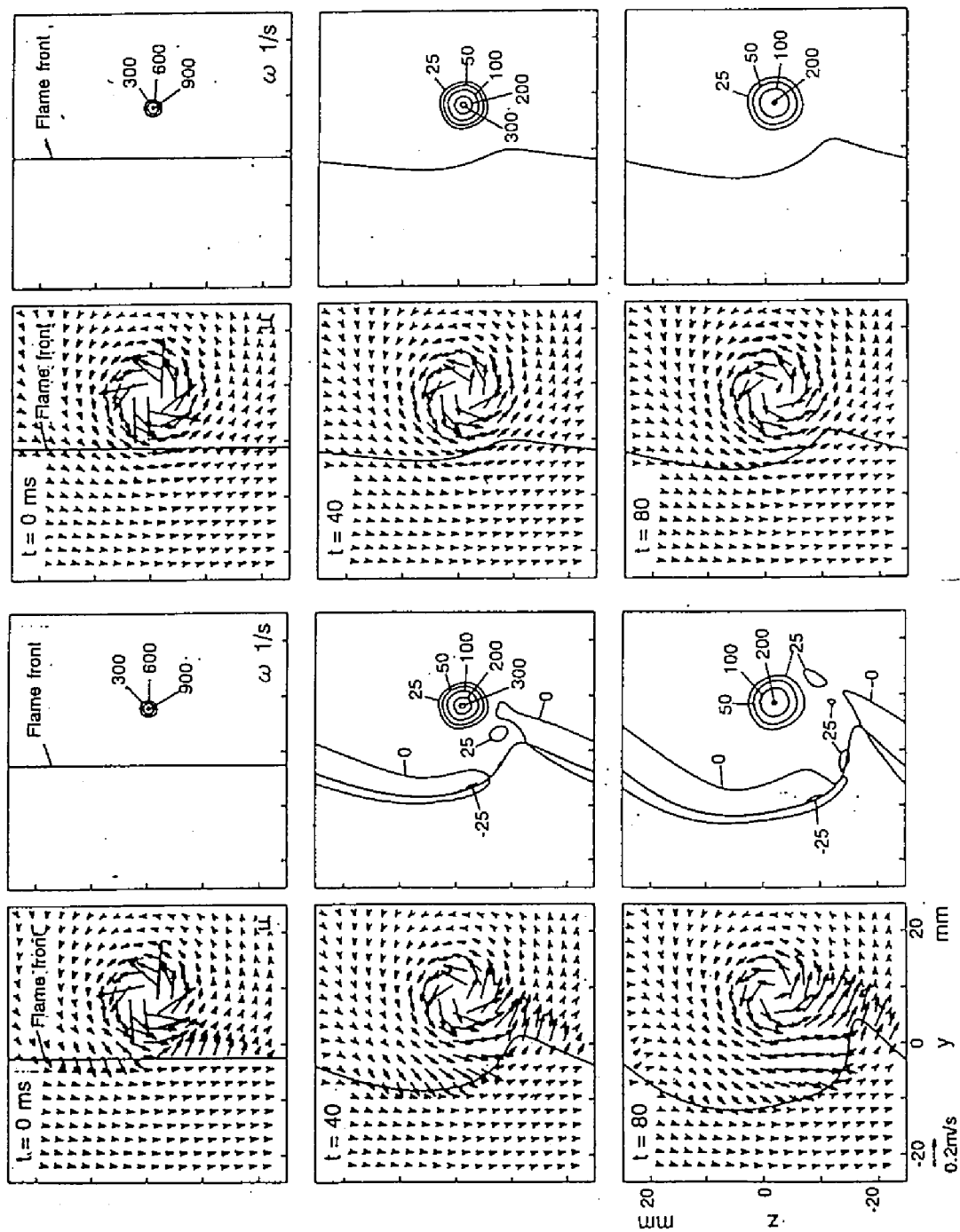
$$\nabla^2 \phi = -u \cdot \frac{\nabla \rho}{\rho} \quad (6-5)$$

式 (6-3), (6-4), (6-5) を用いて u を収束計算する。

(3) ω および ξ の輸送式を解いて時間進行計算を行う。まず、 ω では現時刻および前時刻における u を用いて次式の Navier-Stokes の式より ∇p を求める。

$$\nabla p = -\rho \left\{ \frac{\partial u}{\partial t} + (u \cdot \nabla) u - \nu \nabla^2 u \right\} \quad (6-6)$$

これを式 (6-1) に代入して次時刻の ω を計算する。つぎに、 ξ に関しては現時刻の ρ および u の分布より次時刻の ξ を計算する。これらの計算では、対流項に混成法、拡散項には 2 次中心差分、時間変化項には 1 次の完全陰解法を用いる。このようにして得られた次時刻の ω および ξ を (2) に用いて順次計算を実行していく。なお、計算領域は $y = \pm 150$ mm, $z = \pm 25$ mm で、それぞれの境界で $u = 0$ および周期条件を与える。時間ステップは $\Delta t = 1$ ms、観察領域 ($y = \pm 25$ mm, $z = \pm 25$ mm) の計算格子は Δy (Δz) = 0.5 mm の等間隔格子であり、クーラン数 $C = |u| \Delta t / \Delta y$ の最大値は約 1 程度である。また、粘性係数は空気の値を用いて



(b) 熱発生のない場合

(a) 熱発生のある場合

図 6-9 燃料-空気境界面の変形に及ぼす熱発生の作用 (左: 速度分布, 右: 温度分布)

温度の 0.7 乗に比例するとし、シュミット数は $T = T_0$ において 1 とする。燃料にはエチレンを想定して、燃料と空気が過不足なく反応する $\xi_0 = 0.063$ の境界を火炎面とし、周囲温度 $T_0 = 300 \text{ K}$ の条件で、熱発生のある場合は $T_w = 2000 \text{ K}$ 、ない場合は $T_w = T_0$ として両者を比較する。

以上の方法を用いて、熱発生のある場合とない場合について燃料－空気境界面の変形過程を計算し、圧力・密度勾配の作用を調べた。図 6-9 に速度 u および渦度 ω の空間分布を境界面の変形と併せて示す。熱発生のある場合は図 6-7 で予想したように境界面に沿って正および負の渦度が生じ、時間とともに空気飲み込み渦に成長する。これに対し、熱発生のない場合は式 (6-1) の右辺第 1 項および第 2 項は 0 なので、最初に与えた循環によって境界が少し変形を受けるだけで、新しい渦は生じない。ただし、密度勾配および圧力勾配が小さい場合には、膨張および粘性消散により渦度生成が抑制され、境界がさほど変形しない可能性があり、一層の検討が必要である。しかし少なくとも、熱発生によって火炎面が大きく引き延ばされることがあるといえる。

6.4 火炎面変形に及ぼす圧力・密度勾配の作用

前節では直線状の火炎面に曲がり流れが干渉する様子の簡単な場について数値解析を行った。その結果、圧力勾配および密度勾配によってもたらされるいわゆるバロクリニクトルクによって渦度が生成し、火炎面が変形を受けることが判った。しかし、火炎面方向に周期境界条件を与えたために火炎面の変形が制限され、火炎面が伸張を受けることによって燃焼が促進し、さらに渦度生成が活発になるような作用を示すに至らなかった。

そこで本節ではより実際の噴流火炎に近い流れを対象とし、6.2 節の可視化によって観察された燃料流に生じる流れ方向に軸をもつ渦（縦渦）に注目して数値解析を行う。すなわち、同軸噴流拡散火炎においてノズル出口に 1 本の縦渦が生じたさいの下流における流動および火炎面の変形を渦度輸送式を用いて計算し、乱れ渦生成過程に及ぼす密度変化、膨張および動粘度の作用を詳しく検討する。さらに、火炎面の変形量および火炎面を横切る燃料流束を調べることによっ

て、圧力勾配もしくは密度勾配が大きいほど火炎面は大きく変形を受けるとともに発熱が加速することを明らかにする。

6.4.1 解析対象および計算方法

ノズル出口に生じた縦渦と燃焼により生じた密度勾配との相互作用によって下流で渦が生成し、火炎面が変形を受ける様子を数値計算するために、ここでは流れ場を単純化して同軸噴流火炎において燃料と空気間に速度せん断のない Burke-Schumann 火炎を解析の対象とする。これは、前述の可視化観察においてノズル出口直後より燃料流にらせん状の乱れが生じており、下流で噴流軸に垂直な断面で大規模な渦が生じる様子が観察されたこと、また、噴流の数値計算によってらせん状の構造から乱流遷移が起こること⁽⁷⁾や、十分発達した領域において縦渦が生じることが指摘されていること⁽⁸⁾にもとづいており、出口レイノルズ数がさほど大きくない噴流火炎においては流体力学的不安定によって生じた

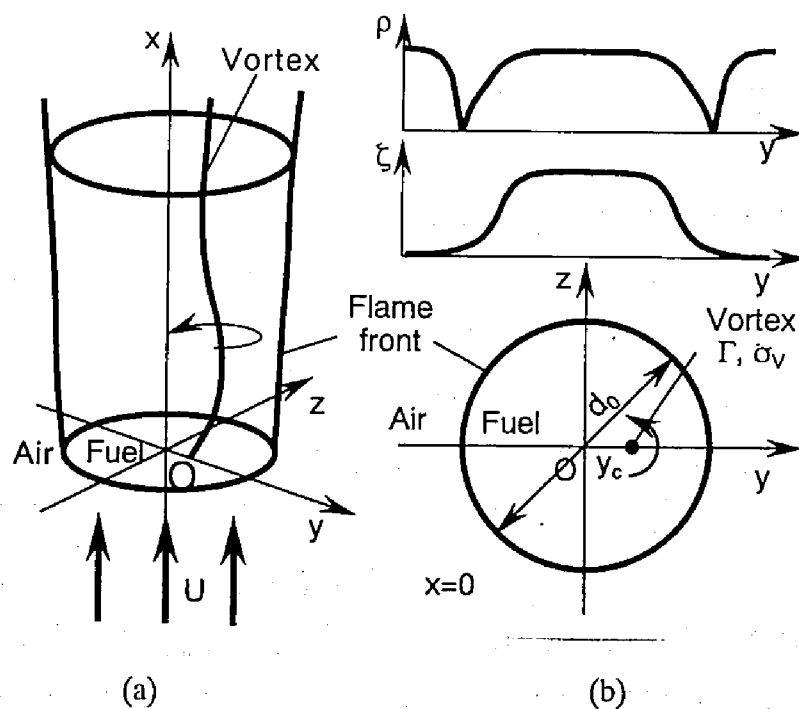


図 6-10 計算対象の概略

縦渦による火炎面変形が燃料－空気の混合に重要であると考えられるためである。そこでこのような状況を模擬して、図 6-10 (a) に示す直交座標系に、 x 軸を中心とする直径 d_0 の円筒状の火炎面があって、燃料と空気が一様な x 方向流速 U をもっており燃料流と空気流の間にせん断がない状況を仮定する。さらに、可視化観察によれば定常的な渦が存在しているように見受けられるので、渦度の時間変化項は対流項に比べて十分に小さいと考えられる。そこで、火炎内の中心軸からややずれた位置に一つの縦渦が存在する定常状態を考え、その縦渦の分布と火炎面の変形に及ぼす作用を数値計算する。 x 方向の流動が一様で、 x 方向の物質および運動量の交換が十分に小さいとしてプラグ流れを仮定すると、計算は前節と同様に渦度ベクトルの x 方向成分 ω に対する輸送式および混合分率 ξ の輸送式を用いて行うことができる。すなわち密度を ρ 、圧力を p とすれば

$$u \cdot \nabla \omega + U \frac{\partial \omega}{\partial x} = \frac{1}{\rho^2} (\nabla \rho \times \nabla p) - \omega (\nabla \cdot u) + \nu \nabla^2 \omega \quad (6-7)$$

$$\rho u \cdot \nabla \xi + \rho U \frac{\partial \xi}{\partial x} = \nabla \cdot (\rho D \nabla \xi) \quad (6-8)$$

ここに u は y - z 平面内の速度ベクトル、 ν 、 D はそれぞれ動粘性係数および拡散係数であり、演算子 ∇ は二次元であるので $\nabla = (\partial / \partial y, \partial / \partial z)$ である。式 (6-7) の右辺第 1 項は圧力勾配と密度勾配の作用による ω の生成項 (以下、 S_b)、第 2 項は膨張により ω が減少する項 (以下、 S_v) であり、 $S_b + S_v$ による渦度生成が第三項の粘性による渦度の拡散より大きいと、局所的に ω が増加する⁽⁵⁾。計算のさい、図 6-10 (b) に示すように $x = 0$ において ξ は、 $\nabla \xi$ の最大値 G_ξ が発散しないようにある程度拡散が進んだ後の分布を与える。また、 $x = 0$ おける渦は $y = y_c$ を中心とした循環強さ Γ 、標準偏差 σ_v の二次元ガウス分布の渦度で与える。式 (6-7)、(6-8) は放物型なので計算では断面の ξ および ω を上流から順に定めていくことができ、前節と同様の計算手法を用いる。計算領域は流動に影響を与えないように $x/d_0 = 15$ 、 $y/d_0 = 15$ の範囲とし、それぞれの境界を $u = 0$ とする。また、燃料にエチレンを想定して $\xi_a = 0.063$ を火炎面とし、熱発生のある場合は $T_a = 8 \times T_0$ とし、ない場合は $T_a = T_0$ とする。なお、 ξ および T を除くすべての変数は $T = T_0$ における動粘性係数 ν_0 および初期火炎面の直径 d_0 を

用いて無次元化して*を付けてあらわす。すなわち、 $y^* = y/d_0$, $z^* = z/d_0$, $u^* = u d_0 / v_0$, $\omega^* = \omega d_0^2 / v_0$, $\Gamma^* = \Gamma / v_0$, 流れ方向座標 x に関しては主流の速さ U を用いて $x^* = x v_0 / (U d_0^2)$ とし、渦度生成速度 S_B , S_V は v_0^2 / d_0^4 で割って無次元化して示す。なお、 ω^* は y - z 平面状で反時計廻りの回転を正である。

6.4.2 熱発生による渦度生成および消滅

熱発生による火炎面変形を調べるために、まず境界において熱発生がある場合とない場合の流動および火炎面分布を比較した。計算の初期条件として $G_\zeta^* = G_\zeta \times d_0 = 2.4$ の密度勾配および $\Gamma^* = 1\,000$, $\sigma_V^* = \sigma_V / d_0 = 0.2$ の渦度分布を $y_c^* = y_c / d_0 = 0.1$ の位置に与える。これは前述の可視化観察の条件より推定される値であり、 G_ζ^* はノズル径の約10倍下流における温度勾配より定め、渦の強さは流速の最大値がノズル出口流速の10%となるように選んだ。図6-11に計算された u^* および ω^* の各断面の分布と火炎面の変形とを併せて示す。(b)の熱発生のない場合には、火炎面の変形はほとんど見られないのに対して、(a)の熱発生のある場合では、 $x^* = 20 \times 10^{-3}$ において境界に沿った $(y^*, z^*) = (-0.5, 1.2)$, $(-1, 1)$ 付近の2箇所に正負の渦対が生じ、火炎面を外側に押し出すような流動が誘起される。この場合の渦度生成要因について、式(6-7)の $S_B^* + S_V^*$, S_B^* および S_V^* の分布を調べた結果を図6-12に示す。 $x^* = 0$ では、 S_B^* と S_V^* がお互いを打ち消すように生じるが、 S_B^* の方が大きく、結果的には S_B^* によって渦度が生成する。これに対して、下流の $x^* = 20 \times 10^{-3}$ においては境界に沿う二組の渦対がおもに S_V^* により生じている。これは、火炎面近傍でいったん渦対が生成すると火炎面が引き延ばされると同時に、発熱が増すためである。これによって膨張流が生じさらに渦が強められる。

そこでこの渦生成によって燃焼が促進することを定量的に表すために、各断面内の u^* から計算した流体単位質量当りの運動エネルギー $E_k^* = u^{*2} / 2$, 各断面における火炎面の長さ l^* , および単位 x^* あたりに火炎面を横切る燃料流束の総量 F_f^* の x^* による変化を調べた。図6-13にその結果と l^* , F_f^* は比較のため渦を与えない場合の結果とを併せて示す。また、渦のない場合の E_k^* はほぼ0であるために表示していない。熱発生のない場合および熱発生があつて渦のない場

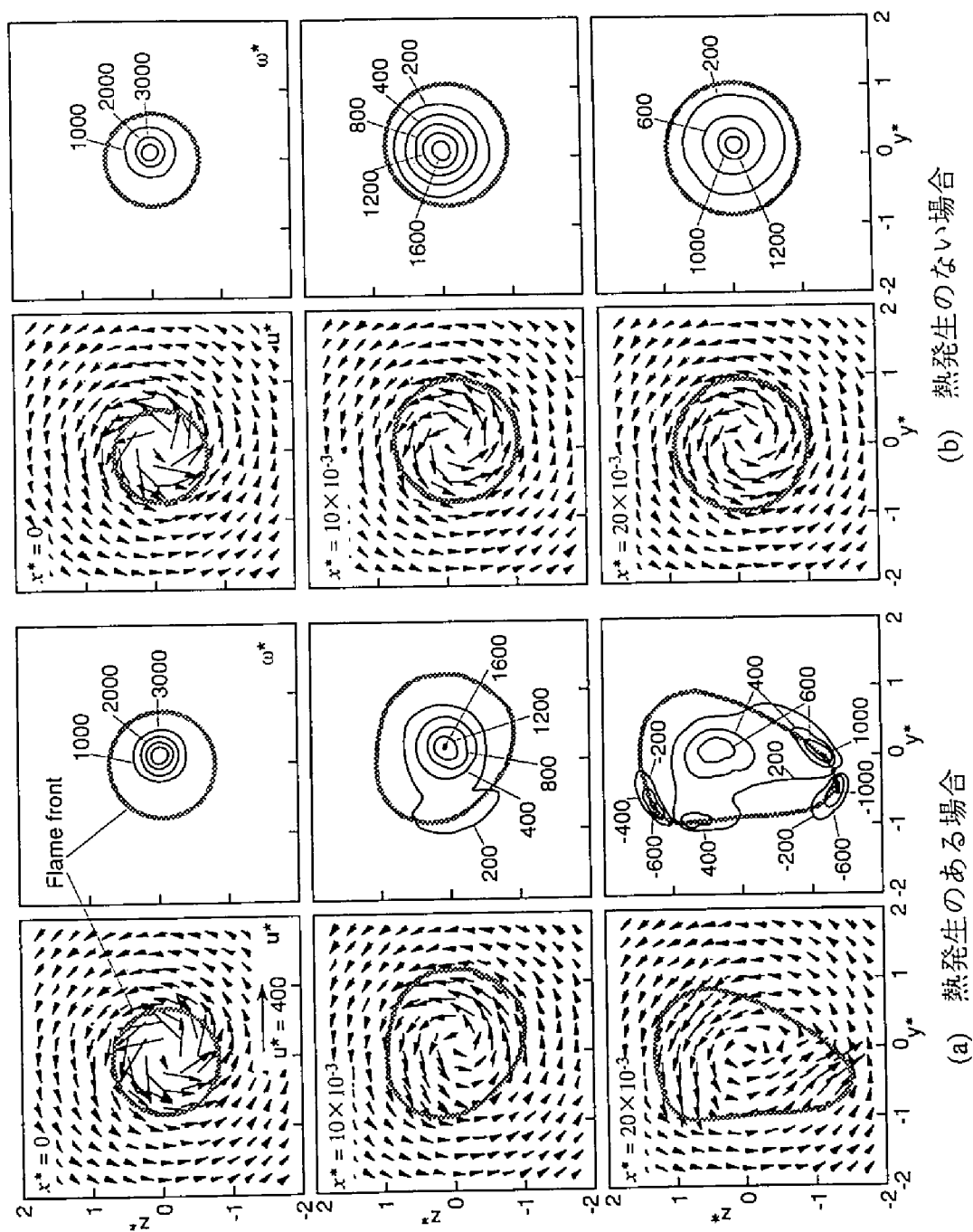


図 6-11 種々の断面における流動および火炎面の変形状況 ($\Gamma^* = 1000, y_c^* = 0.1, G_{\xi}^* = 2.4$)

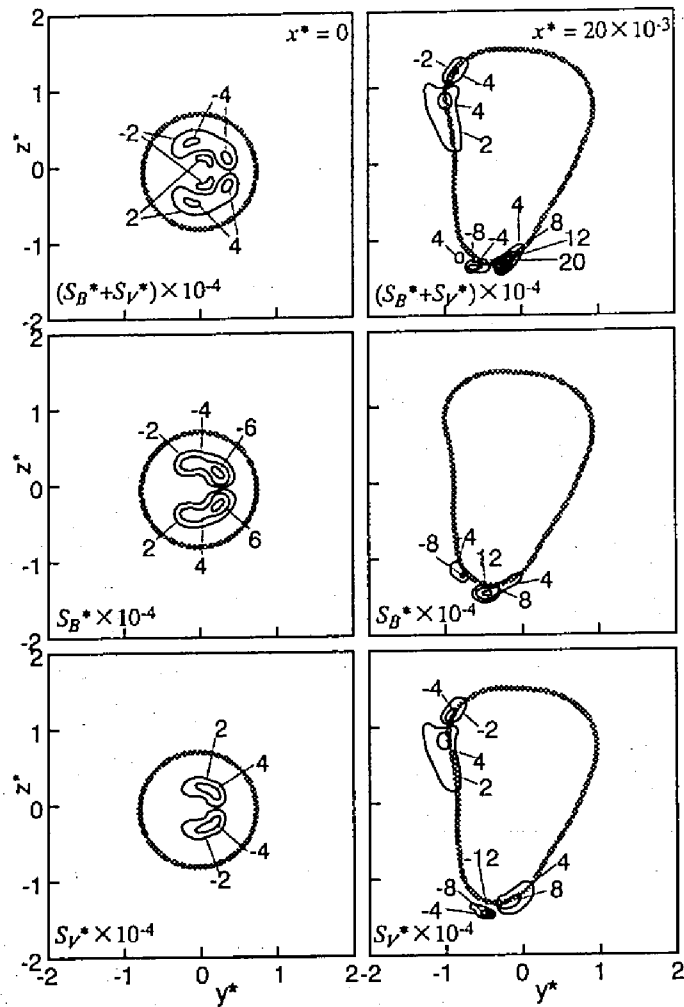


図 6-12 渦度生成速度の分布

合は E_k^* および F_i^* はいづれも単調減少するが、熱発生があつて渦のある場合だけは $x^* = 10 \times 10^{-3}$ より下流で E_k^* および F_i^* が x^* とともに増大する。 F_i^* の増加は混合および燃焼が促進することを示しており、I の火炎中で渦のある場合は熱発生量が増加するとともに一層火炎面が変形する。また、 F_i^* が $x^* = 23 \times 10^{-3}$ 付近より下流で減少するのはこの拡散が進んで燃料-空気境界におけるこの勾配が小さくなるためである。

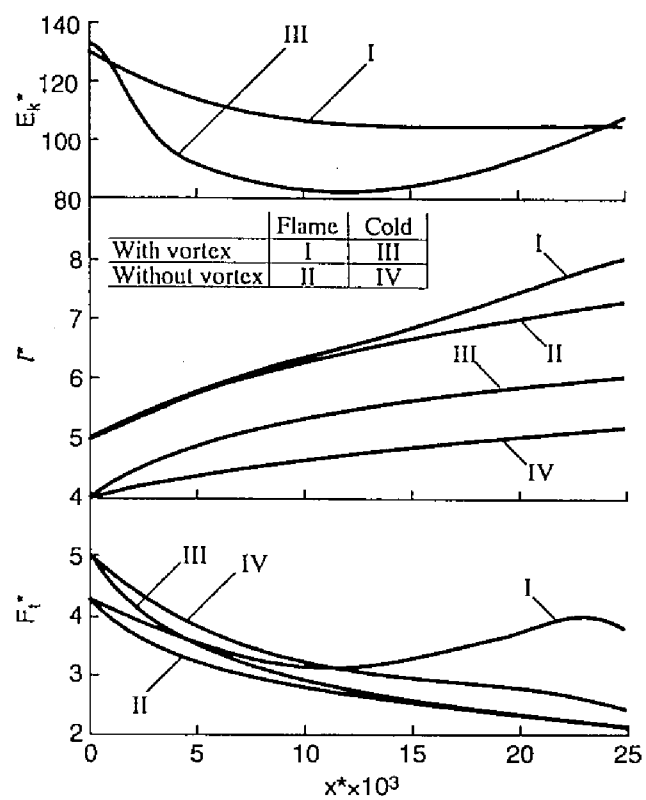


図 6-13 x^* による E_k^* , I^* , F_i^* の変化

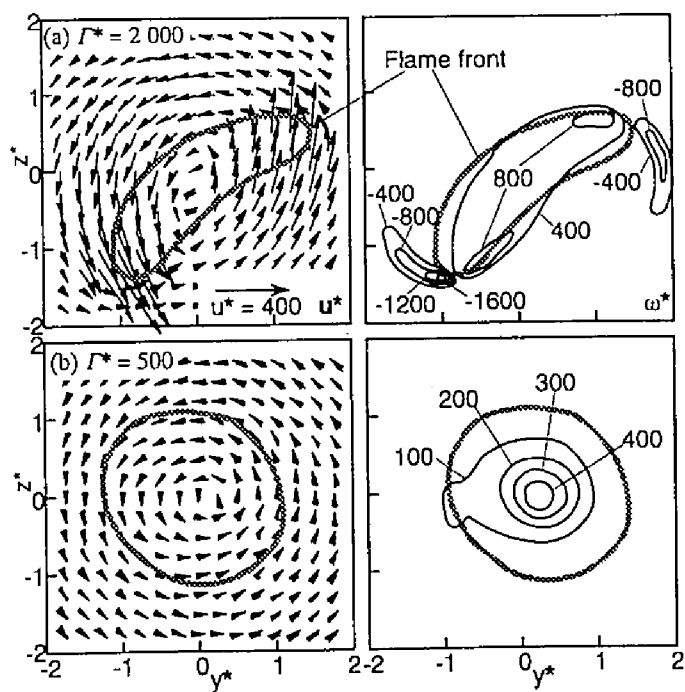


図 6-14 循環強さの影響 ($x^* = 20 \times 10^{-3}$)

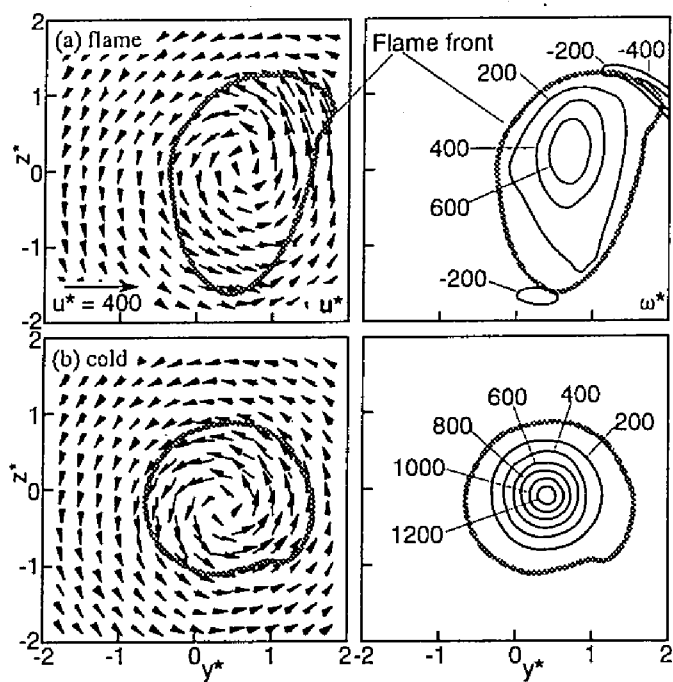


図 6-15 渦の位置の影響 ($y_c^* = 0.4$, $x^* = 20 \times 10^{-3}$)

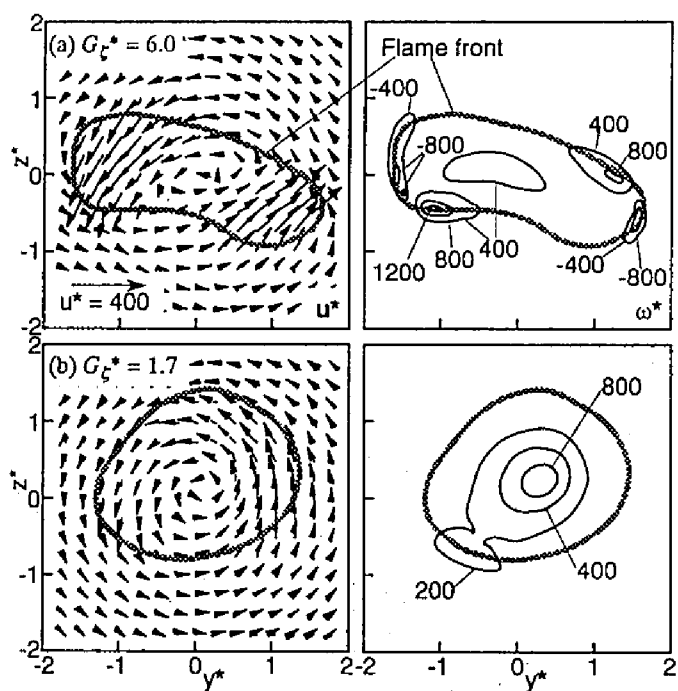
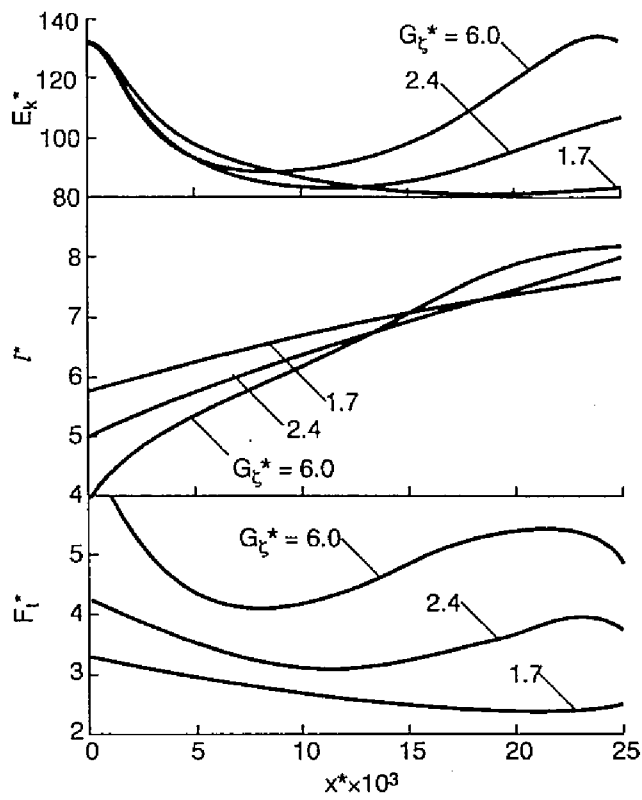
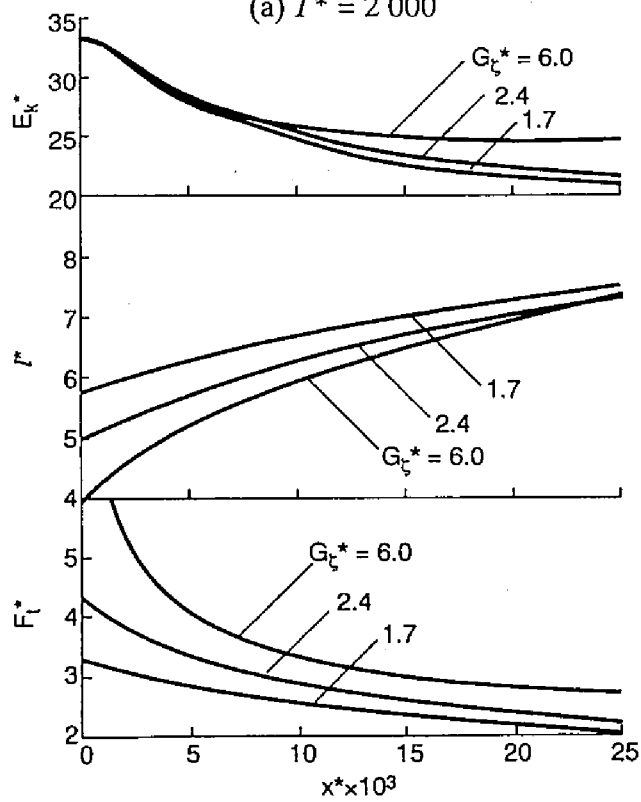


図 6-16 密度勾配の影響 ($x^* = 20 \times 10^{-3}$)



(a) $\Gamma^* = 2000$



(b) $\Gamma^* = 500$

図 6-17 種々の Γ^* における E_k^* , l^* , F_l^* の分布

6.4.3 圧力勾配および密度勾配の影響

つぎに, Γ^* および y_c^* を変えて圧力勾配の影響を調べた. 図 6-14 は $\Gamma^* = 2000$ および $\Gamma^* = 500$ と渦の循環を変化した場合の結果であり, (b) の渦が弱い場合は火炎面の歪みが小さいのに対して, (a) の渦が強い場合は熱発生のために生じる渦度が図 6-11 と比べて大きく, より火炎が引き延ばされる. つぎに $\Gamma^* = 1000$, $y_c^* = 0.4$ として, 燃料-空気境界に渦を近づけて圧力勾配を大きくした際の結果を図 6-15 に示す. 初期に与えた渦が高温高粘性領域に近づくために消散が速くなり, かえって図 6-11 の結果よりも渦度生成量が減少する.

最後に, G_c^* を変えて密度勾配の影響を調べた結果を図 6-16 に示す. $G_c^* = 6.0$ では図 6-11 の結果に比べて密度勾配が大きいために上流での S_b^* の渦生成が強く, 火炎面は大きく変形を受ける. 一方, $G_c^* = 1.7$ の場合は密度勾配が小さいことに加えて高温領域が広く分布するために, 火炎面の変形は小さい. この密度勾配の影響を定量的に調べるために $G_c^* = 6.0, 2.4, 1.7$ の条件において先と同様に各高さ z^* における E_k^* , l^* および F_l^* を計算した. 図 6-17 に (a) $\Gamma^* = 1000$ および (b) $\Gamma^* = 500$ の場合の結果を示す. $\Gamma^* = 1000$ では大きい G_c^* ほど E_k^* および F_l^* がともに増大するのに対して $\Gamma^* = 500$ ではすべての G_c^* で増大しない. このことより火炎面変形および熱発生が加速するのは, ある程度以上に圧力勾配が大きい場合, すなわち初期の渦の循環が大きい場合であり, 密度勾配が大きいほど反応が素早く進行することがわかる.

6.5 結 言

以上, 非燃焼噴流およびエチレン噴流火炎の燃焼帯ならびに燃料流をレーザシート法によって可視化し, とくに遷移域における乱れ渦生成について詳しく調べた. さらに, 以上の結果にもとづき, 火炎面が渦によって変形する様子を数値計算した. その結果, 試験した範囲では以下のことが明らかとなった.

(1) 非燃焼噴流の遷移点高さは, 出口レイノルズ数とともに減少し, ある出口レイノルズ数で急激に減少する. そのさい, 出口レイノルズ数の低い噴流はらせ

ん状の変動より遷移するのに対し、高い噴流は軸対称の乱れ渦を発生する。

(2) 噴流火炎では、燃料流はノズル近傍かららせん状に変動し、しだいに拡大して遷移点で外側のすす層まで及んで空気飲み込み渦に成長する。

(3) 噴流火炎の外周では、高温によって粘性層が形成されて燃料流が閉じ込められ、小渦の発生が抑制されるとともに燃料と空気の混合が遅れる。

(4) 燃料流中に生じる曲がり流れの作用による圧力勾配とそれに直交する火炎面の密度勾配によって渦度が生成し、それによって火炎面は大きく引き延ばされ空気飲み込み渦に成長する場合がある。

さらに、噴流火炎の横断面に生じる渦の生成過程を調べるために、ノズル出口に生じた流れ方向に軸をもつ縦渦が火炎面の変形に及ぼす作用を渦度輸送式を用いて計算した。その結果以下のことがわかった。

(5) 円筒状の火炎の内部に軸方向に沿った渦糸が中心軸からずれた位置にあれば、圧力・密度勾配の作用によって火炎面近傍に渦対が生じ、それによって火炎面が変形を受ける。

(6) 火炎面に沿っていったん渦対が生成すると火炎面が引き延ばされるとともに発熱が増すために、膨張流が生じさらに渦が強められる。

(7) 上述のように渦が強められるに伴って火炎面が引き延ばされ、火炎面を横切る燃料流束の総量が増大する。

(8) 初期に与える循環がある程度以上に強ければ、火炎面の変形および熱発生が加速するような正のフィードバックが生じ、そのさい、密度勾配が大きいほど反応が素早く進行する。

これらの解析には、火炎面モデルを用いたので火炎の伸張による消炎は考慮していない。しかし、本研究で対象とした流れ場では流速がさほど大きくないために火炎面が伸張を受けることによって反応が促進され、それによってさらに渦度が生成すると推定できる。

参 考 文 献

- (1) Berger, E., Scholz, D. and Schumm, M., Coherent Vortex Structures in the Wake of a Sphere and a Circular Disk at Rest and Under Forced Vibrations, *J. Fluids and Structures*, 4 (1990), 231-257.
- (2) Yamashita, H., Kushida, G. and Takeno, T., An Experimental Study on Transition and Mixing Processes in a Coaxial Jet, Proc. of Ninth Symposium on "Turbulent Shear Flows", P212 (1993), 1-4.
- (3) Crow, S. C. and Champagne, F. H., Orderly Structure in Jet Turbulence, *J. Fluid Mech.*, 48-3 (1971), 547-591.
- (4) Kuo, K. K., *Principles of Combustion*, (1986), 429, A Wiley-Interscience Publication.
- (5) Ashurst, Wm. T. (Dervienx A. and Larrousturou B. eds.), Vorticity Generation in a Nonpremixed Flame Sheet, *Numerical Combustion* (1989), 3-21, Springer-Verlag.
- (6) Williams, F. A., *Combustion Theory, 2nd Ed.* (1985), 76, Addison-Wesley Publishing Company.
- (7) Kushida, G., Yamashita, H. and Takeno, T., A Numerical Study on Transition and Large-scale, Proc. of Ninth Symposium on "Turbulent Shear Flows", 9-1 (1993), 1-6.
- (8) Chen, J. H., Lienau, J. J. and Kollmann. W., Numerical Simulation of Low Re-number Turbulence in Round Jets, Proc. of Ninth Symposium on "Turbulent Shear Flows", 9-4 (1993), 1-6.

第7章

結 論

各種燃焼装置や熱機関などの燃焼の基本形態である噴流拡散火炎では、ガス流動における強い乱流によって燃料－空気の混合が促進されるとともに化学反応が進行しており、その過程を正しく理解することは実際上きわめて重要である。しかし、火炎内では乱流混合によって局所燃料濃度は一様でなく、かつ燃料－空気の界面では反応による熱発生のため濃度と温度はきわめて不均一な状態となっている。また、発熱による局所的な温度上昇に伴って動粘性係数が高くなる、いわゆる層流化によって細かい乱れ渦が消失するため、せん断によって生じた乱流が非燃焼時よりも弱められる。一方、発熱に伴うガス膨脹や密度勾配と圧力勾配の相互作用にもとづく渦度の生成など、乱れを強める要因も含まれている。しかし、このような状況のもとにおける流動の計測はきわめて困難を伴うため、これまでからこの種の火炎における流動や乱れの解明は立ち後れており、詳細については多くの不明の点が残されていた。

このような研究の状況を踏まえ、本研究においては、短時間発光レーザを光源とするレーザシート法を適用して噴流拡散火炎の瞬間状態を可視化して噴流拡散火炎を詳細に観察するとともに、粒子画像の相互相関を用いた流速測定法を開発して火炎内の流れの二次元分布を計測し、噴流拡散火炎における乱れと乱流混合に関する諸特性および熱発生が遷移領域の挙動に与える影響などを明らかにしようと試みた。また、得られた観察結果および数値シミュレーション解析にもとづいてこれらに考察を加え、噴流拡散火炎内の乱流混合に関する基礎的知見を得ることを目指して一連の研究を進めた。得られた結果にはまだ多くの未知の点が残されてはいるものの、従来からの知見の裏付けとなる実験事実やいくつかの新たな事柄を見いだすことができ、より進んだ噴流拡散火炎の描像を導きだすことができたものと考えている。

各章で得られた主な結果を要約すれば次のようになる。

まず、第2章では、噴流火炎が層流から乱流に遷移する条件を理論的に調べた。この目的のために、密度変化を考慮した線型安定方程式を導出し、噴流境界が高温となるような流れ場の安定性を解析した。その結果、乱れは非燃焼時に比べて高いレイノルズ数で、変動スケールが小さいところから生じることを明らかにした。さらに、乱れの生じるレイノルズ数が高くなるのはせん断領域が局所的に高温になって層流化するためであり、変動スケールが小さくなるのは速度勾配により生じる圧力勾配と密度勾配との相互作用すなわちバロクリニックトルクのためであることが明らかになった。

第3章では、窒素噴流およびエチレン噴流火炎内における乱れ渦をレーザシート法を用いて可視化し、燃焼の作用による乱れ渦構造の変化を観察した。その結果、乱れ渦は薄いシート状のすす粒子層が幾重かに巻き込まれて形成されていること、非燃焼噴流よりもはるかに粗大で小スケールの消散渦は見られず、乱れ渦は流れ方向よりもむしろ横方向断面に生じており、これによって周囲空気が噴流内部まで取り込まれ、燃料との混合を促進していることが明らかになった。さらに環状渦が数多く存在することから、局所膨張に基づく噴出流による渦生成が生じている可能性を示した。

第4章では高速・高乱流場における流動を精度よく捉えるために、微小時間差をもった2枚の粒子画像の相互相関を用いて速度の二次元分布を測定する方法を開発するとともに、模擬粒子画像を用いて種々の誤差要因に対する測定精度を明らかにした。

つづく第5章では、前章で示した相互相関PIVを噴流内のガス流動計測に適用し、流動および乱れ渦の挙動を明らかにするとともに、乱れの統計量が従来の計測結果とよく一致することを示した。さらに、噴流火炎に適用した結果、周囲空気とのせん断によって比較的大規模な空気取り込み渦が生じ、これによって軸中心まで空気が浸入するとともに、その際の非定常な流動によって生じた渦対が混合の促進に寄与することが明らかになった。また、乱れ渦によって混合が促進されれば同時に局所的な温度上昇による層流化が進行するため、混合層の燃料側で発生したすすは層状に巻き込まれた紋様を保持したまま下流に輸送されることが判った。

第6章では、燃焼による乱れ渦構造および流動の変化の要因を明らかにするために、噴流および噴流火炎の遷移点近傍を可視化し、乱れ渦発生機構を考察した。その結果、噴流火炎では燃料流がノズル近傍かららせん状に変動し、しだいに拡大して遷移点で外側のすす層まで及んで空気飲み込み渦に成長することが明らかになった。さらに、ノズル出口に生じた流れ方向に軸をもつ縦渦が火炎面の変形に及ぼす影響を渦度輸送式を用いて計算した。その結果、円筒状の火炎の内部にある縦渦が中心よりずれば、いわゆるバロクリニクトルクによって火炎面近傍に渦対が生じるとともに火炎面が変形を受け、発熱が増すに伴ってさらに渦対が強められることが明らかとなった。

以上の研究で導かれた結果にもとづいて、最後に乱流拡散火炎に関する研究や関連事項の研究開発について私見にもとづく展望を述べたい。その第1は、乱流拡散火炎に関するより詳細な数値流体力学的シミュレーションの可能性である。本研究の観察結果から判明したように、乱流拡散火炎の主部において発生する乱れ渦はかなり粗大であってしかも高温の状態にあるため、高波数の乱れ渦は消滅して層流に近づくと考えられる。これは、乱れを記述するために必要な最小のスケールが増大することを意味しており、計算格子数の制限が緩やかになるので、乱流モデルを用いない直接シミュレーションによって意外と簡単に流れ場の予測が可能かもしれない。これによって燃焼現象のより深い理解につながることを期待される。そのさい、非定常三次元と扱うとともに温度上昇に伴う動粘性係数の影響を考慮するのみならず、発熱に伴うガス膨脹、圧力勾配と密度勾配とによって誘起されるバロクリニク効果なども考慮に入れる必要がある。しかし、乱れ渦の創始過程についてはまだ不明の点があり、その実験的解明が必要である。その見通しが得られれば、乱れ生成から成長に至る全過程の数値流体力学的シミュレーションが可能となろう。

第2は、この研究で扱った事項や知見を実用の火炉、燃焼装置をはじめ各種熱機関の燃焼の改善に生かせないかということである。これらの燃焼機器の多くは噴流拡散炎の形態をもつと同時に、高度の乱流状態が実現されていると考えられる。これらの場合における乱れの発生と消滅については、たとえば燃焼に伴う高温による層流化が混合を阻害する重要な役割をもっているので燃焼主部における

乱流の強化が高負荷完全燃焼に有効であること、燃料噴流や噴流火炎が壁面やスワールなどによる曲がりを受けるさいにバロクリニック効果によって乱れが強められ、混合の促進に寄与している可能性があることなど、得られた知見にもとづいて各種実用燃焼機器やもっと複雑な状態における燃焼過程について再検討する可能性が示唆され、そのような見直しによって新たな知見が期待される。また、燃焼に伴う大気汚染物質の低減は緊急な課題であり、これについても本研究で扱った事項や知見を適用していくことがきわめて重要であろう。

第3は、本研究で有用性が確認されたレーザシート法や相互相関粒子画像流速測定法 (PIV) をさらに発展させ、上述の燃焼機器やその他の計測に活用することである。本論文で述べたように、PIV の手法は現時点において輝炎内の二次元流速測定が可能な唯一の方法ではないかと思われる。今後はさらに測定精度と実用性を高めるとともに、流速分布の時間経過に関する情報を捉えることができるようにして、燃焼の診断のためのツールとなることを期待している。レーザシート法は比較的簡便に任意断面における流動状況を把握できる方法として価値がある。しかし、トレーサとして使用した酸化チタンは火炎内で高温ガスに触れると分解する欠点がある。したがって、もっと高温に耐えるトレーサ粒子を探して使用することが必要である。このようなトレーサ粒子を使うと同時に粒子シーディングの均一性を一層改善することができるならば、燃料濃度あるいは温度の指標となりうるので、火炎内の混合過程を解析するためのスカラー量を示すのに役立つと期待できる。

謝 辞

本研究をすすめるにあたって、終始懇切なご指導とご助言をいただきました京都大学エネルギー科学研究科 池上 詢 教授に心から感謝の意を表します。

京都大学工学研究科 赤松 映明 教授には流体力学の立場から、鈴木 健二郎 教授には熱流体力学の立場から本論文の校閲とご指導いただきましたことを厚く御礼申し上げます。

本研究の遂行にあたり、京都大学エネルギー科学研究科 塩路 昌宏 教授ならびに滋賀県立大学工学部 山根 浩二 助教授には、実験計画や方法について懇切なご指導とご批判、ご鞭撻をいただきましたことに深謝の意を表します。

京都大学工学部機械工場の皆様方には、実験の円滑な遂行の鍵となる実験装置の製作にご協力をいただきましたことを心から御礼申し上げます。

京都大学工学部機械工学科動力工学研究室（現 エネルギー研究科エネルギー変換科学専攻エネルギー変換システム学講座）の 磯上 尚志 氏、山口 亨 氏、東本 隆 氏をはじめ研究室の皆様には数々のご援助、ご協力をいただきました。この場において、皆様に心から御礼申し上げます。

記号表

第2章

c :	$c = -\sigma / i\alpha$ の値
c_r :	c の実部
c_i :	c の虚部であり攪乱速度の増幅率
C_1, C_2 :	境界条件より定まる複素定数
f_{jn} :	\tilde{v}_j を変数変換した値
i :	虚数単位
K :	噴流軸上の混合分率の値
p :	圧力
R :	レイノルズ数
R_c :	不安定の生じる限界のレイノルズ数の最小値
t :	時間
T :	周囲温度で無次元化した温度
T_a :	断熱火炎温度
u :	速度ベクトル
U :	主流流速
v :	速度の噴流軸に垂直な方向成分
\tilde{v} :	\hat{v} をフーリエ積分した際の各波数における係数
\tilde{v}_j :	微分方程式を満たす独立な特解 ($j = 1, 2$)
x :	噴流軸方向座標
y :	噴流軸に垂直な方向の座標
z :	$z = \tanh y$ によって y を変数変換した値
α :	攪乱の変動波数
ξ :	混合分率
ξ_0 :	量論混合比となる混合分率
η_D :	排除厚さ

λ_j :	\tilde{v}_j を指数関数で近似した際の指数部の係数 ($j = 1, 2$)
ν_0 :	周囲流体の動粘性係数
ρ :	密度
σ :	\hat{v} をフーリエ変換する際の時間変化項の係数
ω :	渦度
$\bar{\cdot}$:	主流の値
$\hat{\cdot}$:	攪乱の値

第 3 章

Re :	出口レイノルズ数 $Re = u_j d / \nu$ (u_j : ノズル出口流速, d : ノズル径, ν : 動粘性係数)
u_j :	ノズル出口流速
x :	噴流軸方向座標 (ノズル出口を原点とする)

第 4 章

A :	オイラー相関を要素とする行列
B :	粒子輝度とランダムベクトルを関係づける行列
E :	相関係数の極大が指定した位置からずれる量
I :	粒子画像の輝度分布
I_p :	各粒子の輝度を成分とするベクトル
I_{pj} :	第 j 粒子の輝度
I_w :	渦度の確率密度関数の実効値
k :	相関係数の積分特性距離
l :	相関を計算する際の測定領域の一辺の長さ
L_p :	積分スケール
N :	測定領域内の粒子個数
P :	相関の極大が指定した位置からずれる確率
r :	2 画像間において無相関な粒子の比率
R :	輝度分布の自己相関係数

R_c :	散乱光の相互相関係数
Re :	出口レイノルズ数
R_θ :	自己相関係数の x 方向と y 方向の平均
s :	粒子のランダム運動の標準偏差
u' :	乱れ強さ
u_f :	変動速度強度
u_j :	ノズル出口流速
w :	N 次元実無相関ランダムベクトル
x :	噴流軸方向座標
x_j :	第 j 粒子の位置ベクトル
δ :	x および y 方向の変移の絶対値
η :	y 方向の相関の変移
θ :	粒子群の回転移動の中心角
ξ :	x 方向の相関の変移

第 5 章

F :	渦度の確率密度分布の偏平度
L_x :	渦度の x 方向の積分スケール
L_y :	渦度の y 方向の積分スケール
Re :	出口レイノルズ数
R_x :	x 方向の自己相関係数
R_y :	y 方向の自己相関係数
u :	噴流軸方向流速
\boldsymbol{u} :	瞬時速度ベクトル
\bar{u} :	空間平均速度
u' :	乱れ強さ
u'' :	空間変動速度
u_j :	ノズル出口流速
v :	噴流軸に垂直な方向の流速

x :	噴流軸方向座標
y :	噴流軸に垂直な方向の座標
γ :	間欠因子
ε :	ひずみ速度
η :	y 方向の相関の変移
ξ :	x 方向の相関の変移
σ :	湧き出し速度
σ_u :	空間平均速度を求める際のガウシアンフィルタの標準偏差
ω :	渦度

第 6 章

C :	クーラン数
D :	拡散係数
d_0 :	円筒状火炎面の直径
E_k :	流体単位質量当たりの運動エネルギー
F_r :	単位 x あたりに火炎面を横切る燃料流束の総量
G_ξ :	ξ の空間微分の最大値
l :	y - z 平面内の火炎面の長さ
p :	圧力
Re :	出口レイノルズ数
S_v :	膨張による渦度の変化項
S_B :	密度勾配－圧力勾配の相互作用（バロクリニク効果） による渦度の変化項
t :	時間
Δt :	計算の時間ステップ
T :	温度
T_a :	断熱火炎温度
T_0 :	周囲温度
u :	速度ベクトル

u_j :	ノズル出口流速
x :	噴流軸方向座標
x_B :	ノズル—遷移点の距離
x_H :	火炎長
y, z :	噴流軸に垂直な方向な座標
$\Delta y, \Delta z$:	計算格子間隔
Γ :	循環強さ
ξ :	混合分率
ξ_a :	量論混合比となる混合分率
ν :	動粘性係数
ρ :	密度
σ_v :	渦度分布の標準偏差
ϕ :	速度のスカラーポテンシャル
ψ :	速度のベクトルポテンシャル
ω :	渦度
∇ :	$\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$
$*$:	無次元化した値